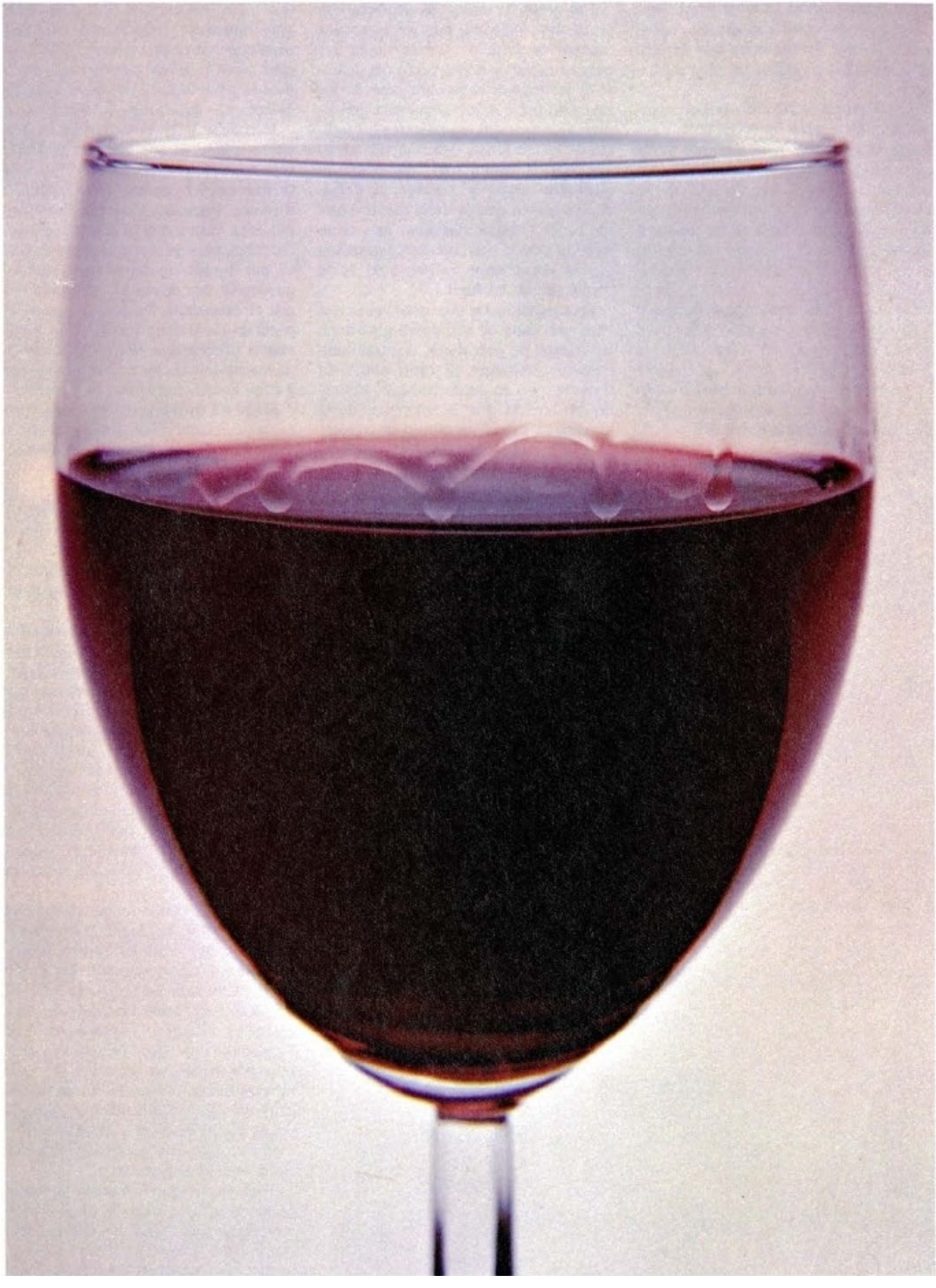
Taller y laboratorio **2**



EX LIBRIS Scan Digit

The Doctor

http://thedoctorwho1967.blogspot.com.ar/

http://el1900.blogspot.com.ar/

http://librosrevistasinteresesanexo.blogspot.com.ar/

https://labibliotecadeldrmoreau.blogspot.com/

Taller y laboratorio2 Indice

1981
Anamorfosis: cómo se forman y cómo debemos contemplarlas; septiembre, página 116.
Figuras de escarcha helada en las ventanas; febrero, pág. 109.
Física y química subyacentes a la tarta de merengue al limón; agosto, página 116.
Fosfeno: falsa sensación luminosa producida por estímulo mecánico del globo ocular; julio, pág. 134.
Imágenes de interferencia en un espejo polvoriento; octubre, pág. 126.
Los resaltos hidráulicos, incluso los que se ven en el fregadero de la cocina; tienen un encanto especial; junio, pág. 142.
Mecánica de fluidos en rollos de miel y jarabe; noviembre, pág. 156.
Movimiento de las peonzas, con referencia a algunos tipos originales; mayo, pág. 138.
Nuevos montajes para exhibiciones con láser; marzo, pág. 108.
Punteados caóticos con programas de ordenador para generarlos; enero, página 119.
Sam Epstein: cómo detectar metales en el aire, líquidos o sólidos; abril, página 122.
Reloj solar de fácil lectura, un; febrero, página 109.
Vuelo de la sámara: semilla alada de arces, fresnos y otros árboles; diciembre, pág. 130.
1982
Cantando bajo la ducha o el narcisismo por nuestra voz; julio, pág. 116.
Cómo observar el "moteado" característico de la luz láser en distintos tipos de iluminación; abril, pág. 116.
Cuando se somete a vibración una mezcla de polvos diferentes, éstos parecen cobrar vida; noviembre, pág. 158.
De un caramelo que se ilumina en la boca y los curiosos rebotes de la luz en una lente; septiembre, pág. 116.
Delicias del estenoscopio y de su pariente, el antiestenoscopio; enero, página 114.
Interioridades del "bamboleo", movimiento que singulariza a monedas y cilindros; diciembre, pág. 116.
Meditaciones en torno a las burbujas en una botella de cerveza; febrero, página 110.
"Moscas volantes": formaciones de glóbulos sanguíneos que aparecen en el campo visual; junio, pág. 112.
Motores magnéticos de Monus que recuerdan el movimiento perpetuo; mayo, pág. 120.
Paseo por la orilla del mar y discurso sobre la formación de las playas, un; octubre, pág. 106.
Pieza fundamental de la danza rítmica es la cinética, una; agosto, pág. 111.
¿Por qué se mantienen unidas las partículas de arena y barro cuando se humedecen? marzo, pág. 114.
1983
Cáusticas: curvas matemáticas generadas al proyectar luz a través del plástico ondulado; noviembre, pág. 150.
Cómo construir una lente de hielo y qué acontece cuando reposa el café turco; junio, pág. 116.
Cómo examinar, desde fuera, un sistema de semáforos de su ciudad; mayo, pág. 112.
Cómo reflexionar sobre física con los pelos de punta (subido a las montañas rusas); diciembre, pág. 126.
De cómo fórmulas sencillas informan de si un nudo aguantará o se soltará; octubre, pág. 106.
Ensayos de óptica elemental en los que se elimina el "ruido" de las imágenes mediante filtrado espacial; enero, página 112.
Experimentos ingeniosos y sencillos para explicar tres conceptos de física superior; marzo, pág. 116.
Mecánica de las carambolas corridas, los retrocesos y massés (en juegos de billar); septiembre, pág. 105.
Movido llanto de un vino fuerte, el; julio, pág. 116.
Osciladores térmicos: sistemas que zumban, se balancean o ululan a instancias del calor; abril, pág. 116.
¿Se ha detenido a pensar por qué, y cómo, hierve el agua?; febrero, página 110.
Si sometemos a esfuerzo mecánico un objeto de plástico, entre dos filtros polarizadores, se colorea; agosto, página 108.

1984
Al calentar un alambre se revelan los cambios que atraviesa la estructura cristalina de acero; julio, pág. 102.
Cavilaciones en torno a la caída de una hilera de fichas de dominó; octubre, pág. 112.
Chismes que aplican principios físicos no inmediatos al placer de cocinar; agosto, pág. 104.
¿Cómo ve el pez al pescador y a la mosca que le lanza como cebo? mayo, pág. 112.
Conociendo la mecánica del choque entre la bola y la pared se domina mejor el juego de raqueta; noviembre, pág. 156.
Contemplando la conducta de los zapateros, insectos que patinan (y corren) sobre el agua; enero, pág. 110.
Cuando vertimos gotas de aceite en agua suceden cosas muy curiosas; febrero, página 108.
Del perturbador efecto tetera: por qué al verter un líquido éste se aferra al recipiente; diciembre, pág. 112.
Farolas del alumbrado público iluminan conceptos de la mecánica cuántica, las; marzo, página. 116.
Física del inigualable helado casero que prepara la abuela; junio, pág. 116.
No todos los sonidos que percibimos de la campana los produce su tañido; septiembre, pág. 116.
Zumbidos que detienen un objeto en rotación y formación de arcos azules en torno a una luz; abril, pág. 104.
1985
Aspectos de la física térmica expuestos con simples útiles de cocina campestre; octubre, pág. 100.
Bola de cojinete que facilita el estudio de la luz y que, además, sirve de lente; enero, pág. 108.
Conectados de diversas maneras, dos péndulos interactúan inesperadamente; diciembre, pág. 154.
Configuración radial de las ondas de filo por vibración de los líquidos; febrero, pág. 94.
¿De qué modo la reflexión solar en el agua ofrece un medio para calcular la pendiente de las olas? agosto, pág. 94.
Experimentos con el motor de combustión externa de fluido, que está provisto de pistones líquidos; junio, página 100.
Fantasmas y fenómenos asociados a nuestras postimágenes positivas; abril, pág. 90.
Fórmula práctica y rápida para calcular la velocidad y la eficacia del vuelo de las aves, mayo, pág. 100.
Indagaciones en torno a la lluvia de una tormenta; marzo, pág. 89.
Juego de la cuna y las topologías que pueden formarse con un bucle de dos metros de cuerda; julio, pág. 91.
Lanzamiento de la mosca esclarece ciertos aspectos de la pesca al lanzado; septiembre, pág. 94.
¿Qué fuerzas determinan el comportamiento del agua cuando serpentea por la hoja de una ventana? noviembre, pág. 110.

Taller y laboratorio

Volvemos sobre los punteados caóticos. Esta vez con programas de ordenador para generarlos

Jearl Walker

El examen que de las figuras de punteado caótico realicé el pasado mes de junio ha suscitado muchos comentarios de lectores que han ideado variaciones sobre aquellos experimentos. Este mes voy a describirles algunos de estos nuevos experimentos, y, además, para los aficionados que posean o tengan acceso a un ordenador doméstico, voy a presentar un programa que genera figuras de punteado caótico.

En mi artículo de junio les describí algunas figuras de punteado caótico en las que podían percibirse círculos, espirales y otras formas no casuales. Vimos entonces que, para generar una figura de éstas, lo primero que había que hacer era rociar con pintura una hoja de papel. Después se sacaba una transparencia de la figura resultante, que se colocaba sobre el original. Si ambas figuras estaban a la misma escala y se acoplaban cuidadosamente, el observador no contemplaba nada extraño. Pero si una de ellas se hacía girar alrededor de un punto, aparecían círculos concéntricos (formados por parejas de puntos homólogos). En otros ensayos, la escala de la transparencia era distinta de la del original y, al hacerla girar en torno a éste, se generaban espirales. Podían crearse múltiples formas no aleatorias eligiendo distintos ángulos de giro y escalas.

Estos círculos y espirales los califiqué entonces de ilusiones, pero algunos lectores me han corregido señalando que no son fantasías sino realidad (como resultado de la yuxtaposición de ambas figuras). Por tanto, un término que expresará mejor lo que se ve es el de percepción.

Algunas de las investigaciones más completas acerca de estas percepciones las ha dirigido Leon Glass, de la Universidad McGill, quien prefiere llamar a estos efectos figuras moiré de punteado caótico. En una de las variaciones a su dispositivo básico deposita un dibujo de puntos caóticos sobre su propio negativo. El original consiste en puntos negros sobre fondo blanco o transparente y el negativo en puntos blancos sobre fondo grisáceo. Cuando Glass gira la hoja de arriba, aparecen dibujos en forma de pétalos (y no círculos). Diríase que sólo se generan círculos cuando el contraste entre el punteado y el fondo es similar; las distribuciones de contraste disímil dan pétalos.

En otro de sus experimentos Glass genera un punteado caótico salpicando de pintura negra un papel blanco, de lo que saca un negativo. Después, imprime por serigrafía el original en amarillo y el negativo en azul. Cuando estas impresiones se superponen y se hacen girar, aparecen círculos. Glass repite luego el experimento invirtiendo los colores y, esta vez, la superposición y el giro dan pétalos.

Algunos lectores me han escrito acerca de las aplicaciones de las figuras moiré. Una de las cartas más interesantes me la remitió Edward B. Seldin, de la Escuela de Odontología de Harvard y del Hospital General de Massachusetts. En su profesión de cirujano bucal y maxilofacial, Seldin ha de corregir ciertas deformaciones desplazando piezas del esqueleto facial. Para ello, saca calcos de la anatomía de los pacientes sirviéndose de radiografías, para así analizar los posibles cambios a introducir. En muchos casos lo que busca es el eje alrededor del cual pueda hacerse girar parte del esqueleto facial para llevar a cabo la alteración de éste.

Para determinar dicho eje, Seldin ha ideado una nueva técnica basada en las figuras moiré de punteado caótico. A ese fin, comienza colocando las piezas fijas del esqueleto sobre un fondo de puntos caóticos. Luego, sobre una hoja transparente con el mismo fondo, calca las piezas móviles del esqueleto. Cuando esta hoja se casa cuidadosamente con el otro dibujo, los puntos caóticos coinciden. Seguidamente, Seldin ajusta las piezas móviles deslizando la hoja transparente sobre el otro dibujo. El único eje de rotación para el reajuste concreto que entonces habrá conseguido es el indicado claramente por los círculos que aparecen en los punteados superpuestos. El reajuste puede hacerse girando la pieza móvil alrededor del punto que resultó ser el centro de los círculos.

Las ilustraciones de la página 121 exponen el procedimiento de Seldin. Se toma una radiografía. Se calcan los contornos de los tejidos duros y blandos del paciente y ciertas señales. (El paciente tenía la dentadura entreabierta y prognatismo.) Seldin calcó la parte superior de la anatomía facial sola y superpuso el calco sobre un punteado caótico. Este calco lo hizo en acetato; el punteado es de A. G. Klein y se publicó en el número de junio. Seldin calcó también la anatomía facial sola superpuesta sobre el mismo punteado.

La ilustración superior de la página 121 muestra las partes faciales superior e inferior tal como se presentaban en el paciente. Obsérvese que los punteados superpuestos no revelan ordenación particular alguna de los puntos. En la figura siguiente Seldin ha desplazado la transparencia de la anatomía inferior de suerte que los dientes se junten correctamente y el contorno de los labios haya mejorado. El eje de rotación de esta corrección se encuentra en el centro de los círculos que pueden percibirse en los punteados.

Esta nueva técnica facilita la planificación de los procedimientos quirúrgicos de viabilidad práctica. Así fue como Seldin pudo cortar la rama ascendente del maxilar inferior para dotarlo del radio de curvatura necesario para que los dientes se deslizaran unos sobre otros hasta conseguir la corrección. Otra práctica correctora alternativa hubiera sido cortar y eliminar una cantidad de hueso conveniente de la mandíbula inferior.

Según Seldin, puede determinarse la ubicación exacta y el tamaño y forma de la osteotomía (eliminación de hueso) trazando una recta que parta del eje de rotación y gire después el mismo ángulo que los punteados. Personalmente encuentro muy incitante esta aplicación de los punteados caóticos.

Philip Garrison, de Montreal, me ha escrito acerca de sus trabajos con una fotocopiadora Xerox para producir círculos y espirales sobre un punteado caótico. Fotocopió el secante de un tablero de dibujo; volvió a pasar la fotocopia por la máquina tras girar ligeramente el secante a partir de su primera posición. El papel, al salir, llevaba dos copias del secante, una girada respecto a la otra. Las copias del punteado originaron círculos.

Algunas fotocopiadoras permiten

obtener reducciones del original. Con estas máquinas pueden conseguirse espirales o "explosiones solares" sobre los punteados. Para ello se saca una copia de algo parecido al secante de Garrison. Luego se sustituye el secante por la copia y se saca una segunda copia. Esta segunda copia se coloca en el lugar de la primera, y se saca una tercera copia. Se saca una reducción de esta tercera copia. Para reunir ésta con la primera copia en una misma hoja se introduce la tercera copia en la máquina y vuelve a reproducirse la primera copia.

Guy Ottewell, de la Universidad de Furman, sugiere que colocando una fotografía a media tinta sobre su negativo puede crearse uno de los mejores efectos moiré. Si ambos se acoplan cuidadosamente, toda la superficie aparecerá negra porque cada zona transparente del negativo estará emparejada con una zona negra del positivo. Cualquier ligero desajuste producirá una superficie relativamente blanca y, si se desplaza el negativo sobre el positivo, dicha zona blanca se verá evolucionar como deslizándose por la superficie.

Joe Huck, de Irving, Texas, me ha remitido una ingeniosa versión de esta técnica. En principio había estado tratando de crear una figura de elementos espaciados al azar, cuya densidad no variase demasiado. Y así, estuvo trabajando con punteados tales que, al depositar uno sobre otro, las hileras de puntos coincidentes generaban figuras moiré.

Modificó el procedimiento para crear figuras de una sola imagen. Para ello sacó una foto de una serie de puntos y la taladró con un punzón circular de 6 milímetros, de modo que cada taladro contuviera un punto. Pegó los círculos desprendidos en un papel tangentes entre sí, obteniendo un conjunto de círculos dispuestos triangularmente.

Cuando los lados del triángulo alcanzaron una longitud de varios centímetros, Huck lo fotografió con película de gran contraste, de manera que en el

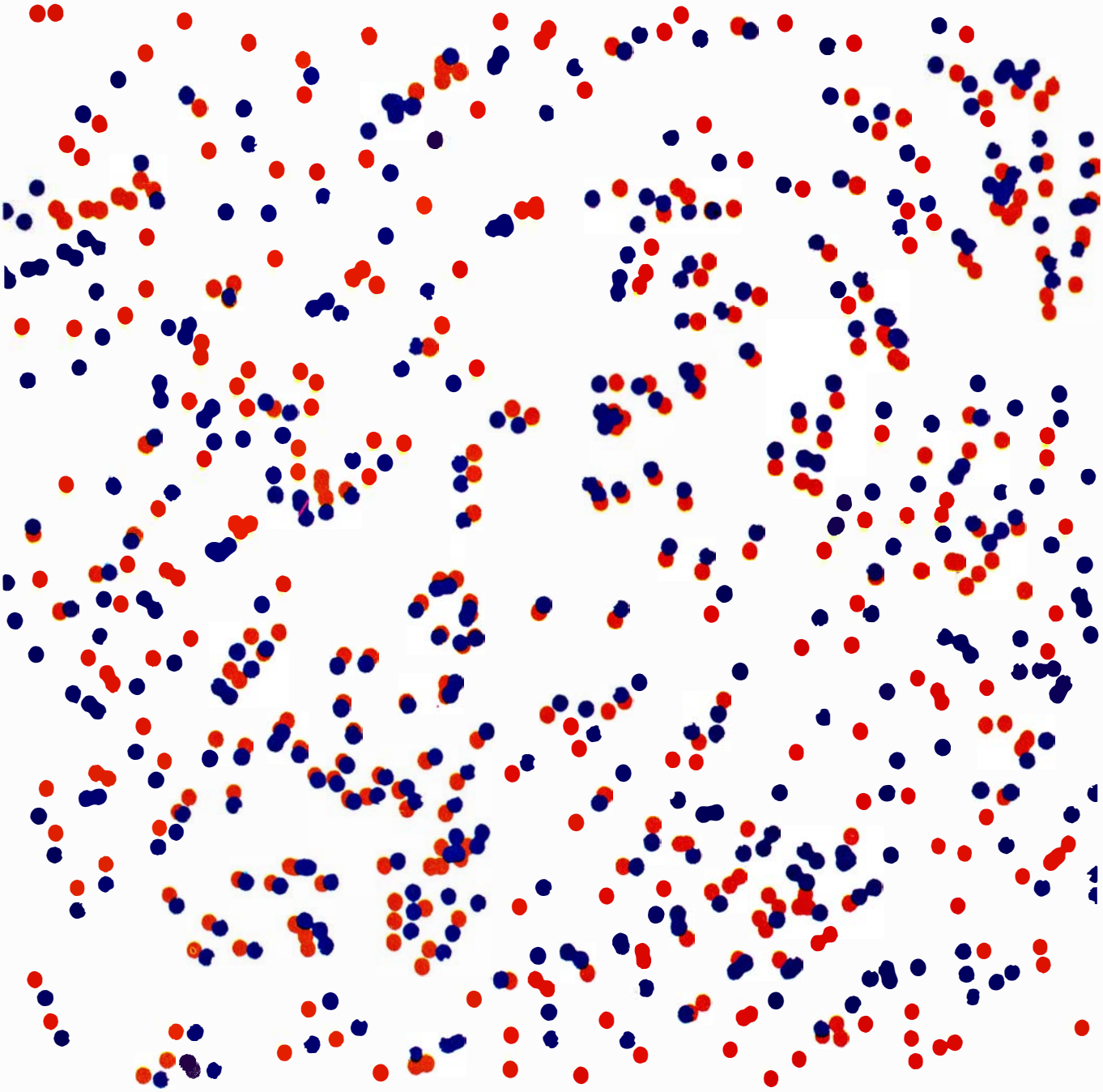


Figura conseguida por el procedimiento de superposición de colores de Leon Glass

negativo aparecieran únicamente los puntos. De este negativo sacó muchos positivos, que engomó reunidos formando una disposición triangular; fotografió el conjunto con una reducción del 50 por ciento. El resultado, de dimensiones 20 por 25 centímetros aproximadamente, presentó una figura de puntos espaciados unos 3 milímetros por término medio.

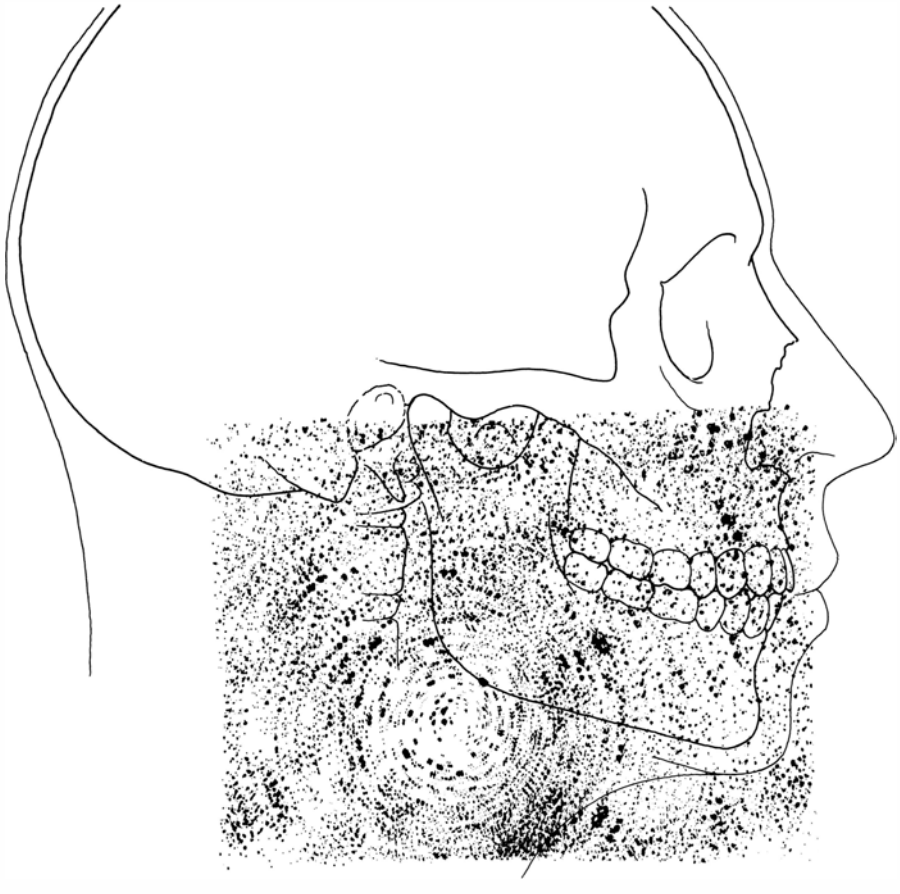
Huck hizo tres transparencias más valiéndose de un estenoscopio donde los puntos de esta figura hicieran las veces de estenopes. A tal fin, iluminó el estenoscopio a través de un recuadro compuesto por una placa de vidrio traslúcido y una lámina de plástico para difuminar la luz; colocó en el recuadro una película transparente de color rubí, en la que previamente había recortado una estrella de gran tamaño, de suerte que la foto resultante estuviera formada por estrellas.

Próxima al otro extremo de la cámara, Huck dispuso una placa fotográfica de vidrio que portaba una copia del punteado; cada punto valía de estenope y cada uno de ellos proyectaba una imagen de la estrella sobre un trozo de película fotográfica que había colocado en el fondo de la cámara. El negativo de esta película es la segunda de las transparencias que me ha remitido; la primera es el punteado primitivo.

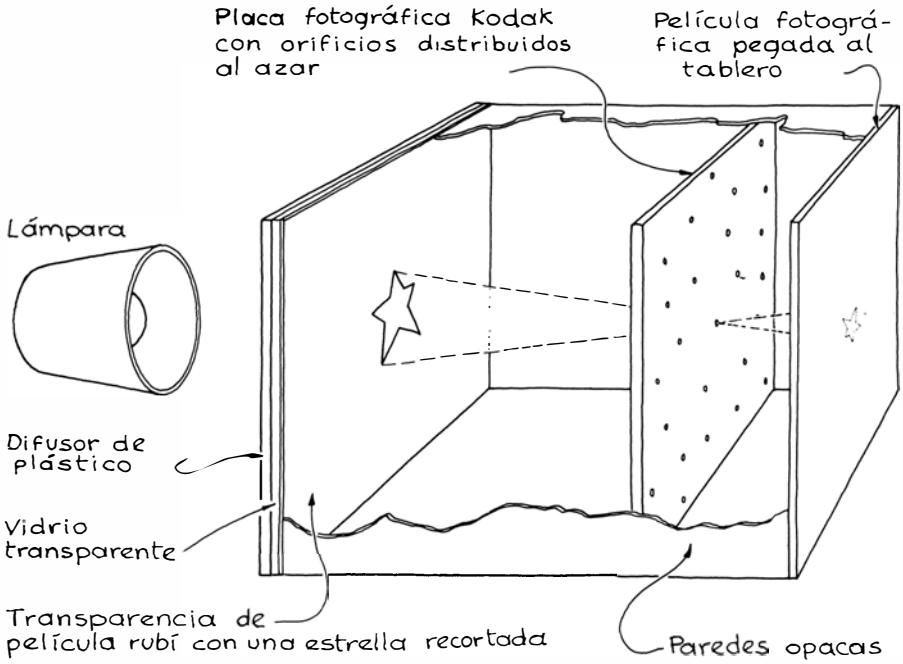
En la tercera transparencia, que es una impresión por contacto de la segunda, el blanco y el negro aparecen invertidos. Una cuarta transparencia es igual a la segunda, con la salvedad de que las estrellas se solapan. El tamaño de las estrellas de las transparencias segunda, tercera y cuarta lo determinó la posición de la placa de vidrio y, aunque el tamaño de las figuras varía algo, las dimensiones de los punteados son proporcionales entre sí ya que fueron generados todos ellos por el mismo punteado montado en la placa de vidrio.

Cuando la primera transparencia de Huck se coloca encima de cualquiera de las otras (sobre una mesa de luz o contra una ventana grande) y se emparejan cuidadosamente, aparece la imagen de una estrella grande. Huck recomienda combinar las transparencias primera y cuarta y, a pesar de que en esta última el solapamiento hace que las estrellas se confundan, la combinación pone perfectamente de manifiesto una estrella oscura grande. La superposición de las transparencias primera y tercera genera una estrella blanca grande. El resultado de superponer las transparencias segunda y tercera es una imagen que se asemeja a una gran tela de araña.

Estructura facial incorrecta con el punteado caótico superpuesto por Edward B. Seldin



Corrección sugerida al mover dos punteados superpuestos



Sistema ideado por Joe Huck para formar punteados de estrellas

Henry M. Gerstenberg, de la Oficina Nacional de Pesas y Medidas, me ha remitido dos fotografías de botones. En una, la primera, aparece una colección fotografiada con película de gran contraste. Con el negativo de ésta produjo la segunda fotografía, en la que el giro de los botones crea un dibujo circular como el que resulta al hacer girar un punteado caótico tal como ya les he descrito.

R. N. O'Brien, de la Universidad de Victoria, me ha descrito cómo ha aplicado el método de las rotaciones al estudio de la distribución de las gibas superficiales de las huevas de salmón. En el proceso de fecundación el espermatozoide se dirige a una de las gibas, dispuestas hexagonalmente y de apariencia similar. No obstante, el espermatozoide favorece a una giba determinada de entre un conjunto de ellas cuyo diámetro es de unos seis hexágonos. El tema de las investigaciones de O'Brien es la diferencia entre esa giba particular y las demás.

Para estudiar la regularidad en las distribuciones de las gibas O'Brien realizó transparencias de gran tamaño de micrografías electrónicas de la superficie de las huevas. La ampliación fue de unos 2300 diámetros. Tras superponer dos transparencias idénticas y girar una de ellas observó, para una rotación de unos 15 grados, la existencia de una estructura de unos tres diámetros mayor que la estructura hexagonal unitaria. Esta dimensión (unos 15 micrometros) era aproximadamente igual a la longitud de una recta que pudiera extenderse a través de las gibas de la superficie de la hueva. O'Brien sugiere que igualmente podrían estudiarse las ordenaciones locales que existan en distribuciones aparentemente caóticas. Como ejemplos, propone examinar "cosas tan distintas como la distribución de los flamencos alimentándose, los antílopes paciendo, los clientes de un bazar y la gente amotinada".

Utilizando un ordenador doméstico pueden generarse algunas de las figuras moiré estudiadas por Glass. En la ilustración superior de la página opuesta se expone el programa que sigo para crear círculos o espirales similares a los que aparecen al solapar punteados caóticos iguales girando después uno de ellos. El programa está escrito en Basic de nivel II para un sistema de microordenador TRS-80, adaptable a cualquier variación del lenguaje Basic. (Para facilitar la lectura, en la ilustración aparecen espacios en blanco entre las órdenes que deben eliminarse para comprimir las líneas cuando el programa se introduzca en el ordenador.)

Empezaré por describirles brevemente cómo opera el programa y qué es lo que aparece en pantalla. La línea 10 limpia la pantalla, establece un valor para PI y la conversión (DR) de grados a radianes. (En el lenguaje Basic, las funciones trigonométricas se expresan en radianes.) Las dos líneas siguientes preguntan (1) cuántos puntos deben desplegarse en la pantalla, (2) cuál ha de ser el ángulo de rotación entre las dos figuras iguales que van a generarse y (3) si la segunda figura debe estar contraída respecto a la primera. Si no hay contracción aparecerán círculos; si hay contracción, espirales.

Las coordenadas X e Y que en la pantalla ha de tener cada punto (designado por K) se eligen a través del generador pseudoestadístico RND de la línea 40. (El ordenador considera que la esquina superior izquierda es el origen de un sistema coordenado X-Y, en el que el eje X se extiende hacia la derecha y el eje Y hacia abajo.) Seguidamente el programa calcula las distancias horizontal XX y vertical YY entre el punto elegido al azar y el centro de la pantalla. Las líneas 60 a 90 asignan un ángulo $T(K)$ al punto. Luego se calcula la distancia de éste al centro de la

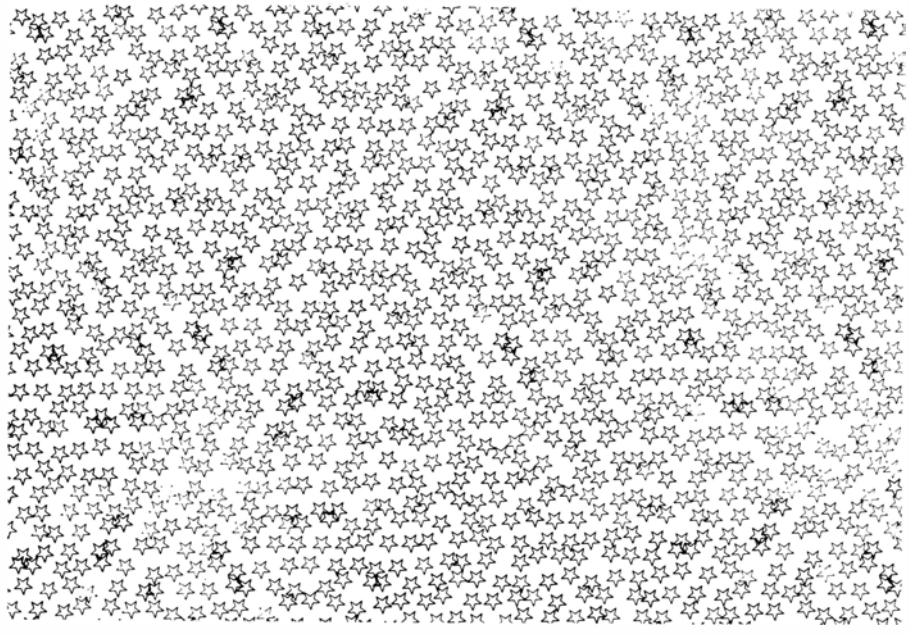


Figura de Huck

pantalla, que se llama *R(K)*. La última parte de la línea 100 tiene en cuenta un coeficiente de contracción para generar las espirales. El programa repite este proceso de situar un punto elegido al azar y asignarle un ángulo *T(K)* y una distancia *R(K)* hasta haber reunido el número de puntos deseado.

En la línea 120 se limpia de preguntas la pantalla, se pasa a radianes la rotación deseada y la máquina imprime un asterisco en el centro de la pantalla y (en la esquina superior izquierda) la rotación (en grados). La orden SET de la línea 130 manda la salida del moteado en pantalla. El programa localiza luego una pareja para cada punto, de suerte que cada pareja esté girada en torno al centro de la pantalla el ángulo antes elegido. En la línea 140 se calculan los valores de *X* e *Y* del segundo miembro de cada par; estos valores se redondean en la línea 141. Si la ubicación del segundo punto cae fuera de la pantalla, el programa recibe orden de pasar al punto siguiente del punteado inicial. Pero si el segundo punto está en la pantalla y en su lugar no hay ya un punto presentado, el programa hace aparecer el segundo punto del par correlacionado.

Este proceso se repite hasta que los puntos del punteado inicial aleatorio tienen todos su par (supuesto que esté en la pantalla) girado en torno al centro el ángulo designado. La línea 180 facilita tiempo para examinar la pantalla, una vez que hayan aparecido todas las parejas. Si se desea más tiempo antes de que se borre la pantalla, la cifra 400 que se ve en dicha línea habrá de cambiarse a un valor más elevado.

Después de una rotación, el programa borra la pantalla y hace salir el punteado inicial, más el girado, un ángulo doble del elegido originalmente. Volvemos a tener ocasión de observar la pantalla antes de que el programa muestre más rotaciones. La cifra 15 de la línea 120 regula el número de rotaciones; si se desean más, o menos, hay que cambiar dicha cifra. Cuando la máquina haya finalizado la última rotación, se ciclará en la línea 200 hasta que se pulse la tecla BREAK. Mientras llega ese instante, se mantendrá la última rotación en la pantalla. En realidad los puntos de la pantalla son pequeñas motas rectangulares de anchura igual a la mitad de la altura; por tanto, en los cálculos tuve que incluir factores de escala: la división por 2 en la primera parte de la línea 50 y la multiplicación por 2 en la línea 140.

Para someter el programa a prueba, lo hago trabajar con un solo punto, una rotación inicial de dos grados y contracción nula. Habitualmente el giro en torno al centro se aprecia sin dificultad. Una vez verificado el programa, hago pasar 100 o 200 puntos con la misma rotación inicial de 2 grados y sin contracción. Los círculos empiezan a aparecer por los bordes de la pantalla y después, cuando la rotación va aumentando en el transcurso del programa, se desplazan hacia el centro, dejando una confusión caótica de puntos en los extremos. Tras una rotación de 10 grados, más o menos, se pierde la percepción de círculos sobre el punteado. No estoy seguro del momento en que percibo los últimos círculos, pues parecen desvanecerse lentamente.

Redacté el programa de suerte que cada punto y su par se imprimieran consecutivamente. En las primeras fases de la construcción de una figura recién girada, cada par de puntos correspondientes aparecerá probablemente en una zona de la pantalla un tanto aislada y, entonces, la rotación entre ambos se apreciará con facilidad. Pero en seguida se crearán más y más puntos alrededor de ellos, y quizá también entre ellos, tornándose la percepción progresivamente difícil.

Para dotar de contracción a las figuras hay que introducir un valor porcentual (*S*) cuando el programa lo pregunte en las etapas iniciales. Un valor cero no produce contracción; un valor 5 produce una contracción del 5 por ciento entre la figura de punteado caótico inicial y la girada. Para ángulos de rotación y contracciones bajos, aparecen en pantalla configuraciones espirales. Desaparecen las espirales si la contracción o la rotación se agrandan.

Para una contracción del 10 por ciento aproximadamente y una rotación nula se materializa una figura muy curiosa. (Se introduce 0 cuando el programa pide el ángulo de rotación.) Ocurre que la pantalla parece situarnos en el extremo de un "cilindro" de estrellas infinito; recuerda a los decorados que se emplean en el cine para dar al público la sensación de viajar a "velocidades galácticas" a través de las estrellas.

El programa que aparece en la ilustración inferior de esta página produce una traslación lineal del punteado caótico presentando en la pantalla del TRS-80. El programa pregunta cuántos puntos se desean. Después ha de deci-

```
 10 CLS: PI=3.1416: DR=.01745
 20 INPUT "NUMBER OF DOTS"; D: INPUT "SHIFT ANGLE (DEG)"; DD
 30 INPUT "SHRINKAGE (%)"; S: DIM X(D), Y(D), R(D), T(D)
 40 FOR K=1 TO D: X(K)=RND (127) : Y(K)=RND (47)
 50 XX=(X(K)-64)/2: YY=Y(K) - 24
 60 IF XX=0 GO TO 110 ELSE T(K)=ABS( ATN(YY/XX) )
 70 IF XX<0 AND YY=>0 THEN T(K)=PI - T(K)
 80 IF XX<0 AND YY<0 THEN T(K)=PI + T(K)
 90 IF XX>0 AND YY<=0 THEN T(K)=2*PI - T(K)
100 R(K)=SQR ( XX↑2+YY↑2): R(K)=R(K)*(1 - S/100)
110 NEXT K
120 FOR J=1 TO 15: CLS: DT=DD*J*DR: PRINT @ 544, "*";:
    PRINT @ 0, DT/DR;
130 FOR K=1 TO D: SET (X(K), Y(K)) : NT=T(K)+DT
140 NX=64+2*R(K)*COS(NT) : NY=24+R(K)*SIN(NT)
141 NX=INT( NX+.5) : NY=INT( NY+.5)
150 IF NX<0 OR NX>127 OR NY<0 OR NY>47 GO TO 170
160 IF POINT (NX, NY) THEN GO TO 170 ELSE SET (NX, NY)
170 NEXT K
180 FOR L=1 TO 400: NEXT L
190 NEXT J
200 GO TO 200
```

Programa para hacer girar un punteado caótico en un ordenador doméstico

```
 10 CLS: INPUT "NUMBER OF DOTS"; D: DIM X(D), Y(D)
 20 INPUT "SHIFT SIZE=? ANSW IN X, Y"; SX, SY:CLS
 30 IF SX=0 THEN N=0 ELSE N=1
 40 IF SY=0 THEN M=0 ELSE M=1
 50 FOR K=1 TO D: X(K)=RND(127): Y(K)=RND(47) : NEXT K
 60 FOR J=1 TO 15: CLS:PRINT @ 0,J;
 70 FOR K=1 TO D: X=X(K) - (SX+J)*N: Y=Y(K) - (SY+J)*M:
    SET (X(K), Y(K) )
 80 IF X<0 OR Y<0 GO TO 100
 90 IF POINT (X,Y) THEN GO TO 100 ELSE SET (X,Y)
100 NEXT K
110 FOR L=1 TO 400 : NEXT L
120 NEXT J
400 GO TO 400
```

Programa para trasladar horizontal y verticalmente un punteado caótico

dirse si optamos por un movimiento horizontal o vertical, o si ha de incluir ambas direcciones. La línea 70 determina la aparición de los puntos elegidos al azar y calcula el corrimiento de la pareja de cada uno de aquéllos. La línea 70 produce entonces la aparición en pantalla de las parejas.

Cuando se han hallado y presentado todas las parejas, el programa se detiene en la línea 110 para que pueda examinarse la pantalla. Se borra ésta y aparece el punteado original con sus nuevas parejas, ahora más corridas. Este proceso sigue durante 15 corrimientos de la longitud que se introdujo al contestar a la pregunta de la línea 20. Si se desean más, o menos, corrimientos hay que cambiar correspondientemente la cifra 15 de la línea 60.

Durante las primeras etapas, la distribución de puntos que contemplamos en la pantalla desarrolla una figura en la que se revela perceptiblemente la dirección de corrimiento. Cuantos menos puntos haya, tanto más manifiesta será la dirección del corrimiento. Seleccionando bien el corrimiento inicial puede inducirse que el punteado se desplace en línea recta hacia la izquierda, en línea recta ascendente o inclinado hacia la parte superior izquierda. Tras varios ciclos de corrimiento, la configuración del punteado empieza a desaparecer; ello es así porque, entonces, ya habrá muchos pares de puntos correspondientes que tendrán otros puntos entre ellos o en su vecindad, por lo que nuestro sistema visual no podrá discernir las parejas reales. Desde ese momento, los corrimientos no alteran ya perceptiblemente el punteado. Cada desplazamiento produce el paso de un punteado caótico a otro.

Al igual que en el otro programa, se aprecia mejor un patrón en el punteado cuando la densidad de puntos es relativamente baja. Con todo, yo suelo pasar este programa con 100 o 200 puntos en la figura original. En cada ciclo se limpia la pantalla; se presentan luego los pares de puntos (un original con su pareja desplazada). En esta primera etapa del ciclo es fácil discernir la dirección de corrimiento. Posteriormente cuesta mucho más percibirla, si es que no resulta imposible, debido a una densidad de puntos mayor.

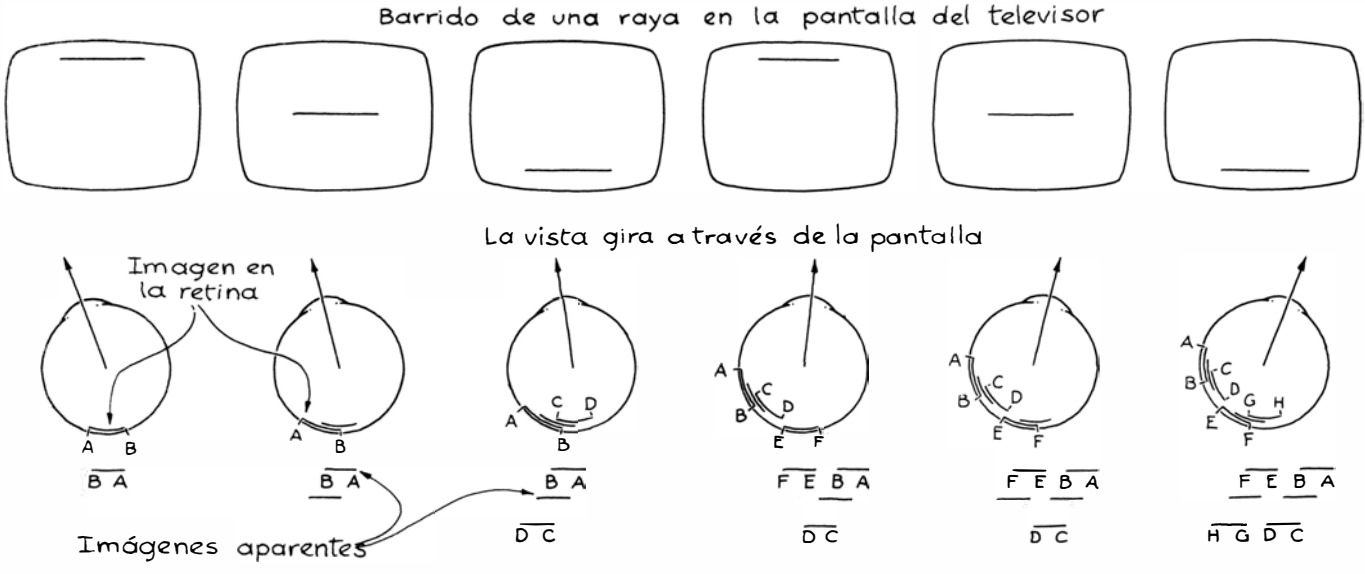
En la investigación de figuras de punteado caótico a través de un ordenador doméstico pueden introducirse algunas variaciones. Por ejemplo, la pantalla de control de mi TRS-80 tiene una presentación en blanco y negro, pero disponiendo de una presentación en colores podrían modificarse mis programas para que el punteado y el fondo de la pantalla apareciesen en color. Así podrían efectuarse algunos de los experimentos de Glass con punteados de colores.

¿Puede arreglarse la disposición de los colores de forma que aparezcan círculos haciendo girar un punteado original y no se produzcan al intercambiar los colores? Hay varios tipos de ordenadores que dan en la pantalla una separación más nítida que el mío; ello puede facilitar mucho la percepción de desplazamientos y rotaciones.

A quienes deseen ensayar algunos de los punteados de Glass les sugiero que, en vez de girarlo, lo ensanchen en una dirección (la horizontal, por ejemplo) y lo compriman en la otra (vertical). Es indudable que los lectores expertos en el manejo de ordenadores podrán modificar mis programas para que pasen más de prisa y ejecuten trucos nuevos. Recibiré con gusto todas las cartas acerca de cualesquiera modificaciones.

Hay un efecto óptico muy curioso que puede observarse cuando echamos una mirada rápida a través de la pantalla de un televisor que funciona en una habitación a oscuras. Así, si nos colocamos de pie a algo menos de dos metros de la pantalla y empezamos fijando la vista en un punto situado a unos treinta centímetros a la izquierda de la pantalla y luego la desplazamos con rapidez hasta un punto situado a la misma distancia a la derecha de la pantalla, probablemente veremos una imagen de lo que hay en el televisor como "flotando" en el aire, y a la derecha de la pantalla. Esta imagen extra aparecerá sesgada, con su parte superior desplazada hacia la derecha respecto a la base; puede contener además los mismos detalles que la imagen del televisor. Al desplazar la vista a través de un ángulo mayor (y ajustando quizá nuestra distancia a la pantalla), veremos probablemente varias imágenes fantasma de éstas en la parte derecha, aunque cabe que las que estén al extremo del conjunto no se manifiesten completas. Moviendo la vista en sentido contrario, las imágenes fantasma aparecerán a la izquierda de la pantalla; son similares a las que surgen a la derecha, salvo en que se inclinan en sentido contrario.

Tengo entendido que fue T. G. Crookes, en 1957, el primero en dar cuenta de este efecto. Lo explicó en función de la manera en que se crea la imagen en la pantalla y de la posición en la que se forma la imagen en la retina mientras los ojos recorren el aparato. En un televisor, la imagen la



Formación de extrañas imágenes en la retina provocadas por líneas que aparecen en el televisor

crea un haz de electrones que barre la pantalla, excitando luminóforos que emiten luz al caer a niveles energéticos inferiores. El haz barre la pantalla horizontalmente, raya a raya, hasta alcanzar la base, barrido cuya rapidez impide sea visto por el espectador.

Supongamos ahora que, mientras desplazamos la vista por la pantalla de izquierda a derecha, el haz ha comenzado a llenar otra imagen, a partir de la parte superior de la pantalla. En la ilustración de la página opuesta se designa *AB* la raya que se genera en ese preciso instante. La creación de la imagen prosigue a la vez que desplazamos nuestra visual y rápidamente se genera la última raya de la imagen, pero a ésta no le corresponde el mismo lugar de la retina porque nuestra vista se ha movido. En su lugar se forma en *CD,* posición que en la retina está realmente a la derecha de *AB,* si bien nuestro cerebro la interpreta como si se hallara a la izquierda. (El cerebro invierte izquierda y derecha así como arriba y abajo al interpretar lo que estamos viendo.) La imagen, que se encuentra a la derecha de la pantalla porque hemos hecho girar la vista, es un paralelogramo cuyo lado superior está corrido hacia la derecha con respecto a la base.

Desplazando la vista con rapidez suficiente y situándonos a una distancia conveniente de la pantalla, podremos observar otras imágenes fantasma. La primera de ellas, más separada hacia la derecha y, la segunda, entre ésta y la pantalla. Esta segunda imagen la crea la proyección siguiente de una imagen sobre la pantalla. La primera raya de esta última cae en la retina a la derecha, y, la segunda, entre ésta y la pantalla. Esta segunda imagen la última raya cae en *GH.* Nuestro cerebro interpreta esta imagen como si fuera un paralelogramo, sesgado en el mismo sentido que la primera imagen.

Repitiendo estas observaciones desde una distancia mayor, aunque con la misma velocidad de giro de la vista, descubriremos dos cambios. Primero: las imágenes fantasma son más pequeñas porque la pantalla ocupa un ángulo menor dentro de nuestro campo visual; segundo: estas imágenes están más torcidas. El segundo efecto síguese del primero. Por ser las imágenes más pequeñas, las rayas superior e inferior de cada una también lo serán y, dado que desplazamos nuestra vista a la misma velocidad que antes, el que la imagen de la parte inferior sea menor significa que estará más desplazada respecto de la imagen de la raya superior de lo que está en las observaciones hechas más cerca de la pantalla. La imagen se ve entonces más torcida.

A distancias suficientemente cortas, las imágenes fantasma se solaparán en virtud de la separación inadecuada de las imágenes en la retina. Cuando nos alejamos del aparato, las imágenes se distancian más, pero resultan demasiado pequeñas para que dejen ver los detalles de la imagen formada en la pantalla. Al observar varias imágenes fantasma, la más cercana a la pantalla aparecerá menos clara que las demás porque tiene su origen en una imagen que cae claramente fuera del centro visual de la retina.

Para mantener la velocidad a la que barremos la pantalla con los ojos puede seguirse la sugerencia de Crookes de montar sendos objetos luminosos y pequeños en el mismo plano de la pantalla, a cada lado de ésta. Movemos la vista de uno a otro; si nos alejamos del televisor, aunque pretendiendo mantener la velocidad de barrido visual, trasladaremos los objetos hacia los lados, de manera que el ángulo que formen dentro de nuestro campo visual continúe siendo el mismo.

Cuando miramos rápidamente hacia arriba o hacia abajo, la pantalla produce unas imágenes fantasma menos espectaculares. Si el movimiento es descendente, debajo de la pantalla aparecerá una imagen brillante y aplastada. El movimiento ascendente produce una imagen más tenue (encima de la pantalla), alargada verticalmente. Estas imágenes se engendran por el mismo mecanismo que las otras más espectaculares. La diferencia de sus alturas se debe a la forma en que se crea la imagen en el aparato. El barrido de las rayas comienza por arriba y se va trasladando hacia abajo. Si movemos la vista hacia abajo, las imágenes de las rayas superior e inferior de la pantalla estarán en la retina relativamente próximas, dándonos así una imagen aplastada. Si movemos la vista hacia arriba, las imágenes de ambas rayas se separarán relativamente, produciendo una imagen alargada verticalmente.

La mayoría de las demás imágenes luminosas no producen este efecto, porque carecen de aparición y desaparición rápida. Por ejemplo, al barrer con la vista una pantalla de cine, sólo veremos lateralmente un veteado borroso. Ocurre que en el cine cada imagen viene ofrecida por un fotograma que se proyecta íntegro y de una vez, en tanto que estos efectos sólo aparecen cuando, como en la televisión, los elementos iluminantes que forman la imagen se encienden y se apagan con gran rapidez.

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

ESPERMATOGENESIS

ACIDIC PROTEINS OF THE NUCLEUS. Dirigido por I. L. Cameron y J. R. Jeter, Academic Press, 1974.

CHANGES IN NUCLEAR AND CHROMATIN COMPOSITION AND GENOMIC ACTIVITY DURING SPERMATOGENESIS IN THE MATURING ROOSTER TESTIS. Cristóbal Mezquita y Ching Sung Teng en *The Biochemical Journal,* vol. 164, págs. 99-111, 1977.

CHANGES IN CHROMATIN STRUCTURE DURING SPERMATOGENESIS IN MATURING ROOSTER TESTIS AND DEMONSTRATED BY THE INITIATION PATTERN OF RIBONUCLEIC ACID SYNTHESIS IN VITRO. Cristóbal Mezquita y Ching Sung Teng en *The Biochemical Journal,* vol. 170, págs. 203-210, 1977.

MULTIPLICACION GENICA Y RESISTENCIA A FARMACOS

AMPLIFIED DIHYDROFOLATE REDUCTASE GENES ARE LOCALIZED TO A HOMOGENEOUSLY STAINING REGION OF A SINGLE CHROMOSOME IN A METHOTREXATE-RESISTANT CHINESE HAMSTER OVARY CELL LINE. Jack H. Nunberg, Randal J. Kaufman, Robert T. Schimke, Gail Urlaub y Lawrence A. Chasin en *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America.* vol. 75, n.º 11, págs. 5553-5556, noviembre, 1978.

GENE AMPLIFICATION AND DRUG RESISTANCE IN CULTURED MURINE CELLS. Robert T. Schimke, Randal J. Kaufman, Fred W. Alt y Rodney F. Kellems en *Science,* vol. 202, n.º 4372, págs. 1051-1055; 8 de diciembre de 1978.

DESCUBRIMIENTO DE UNA LENTE GRAVITATORIA

0957 + 561 A, B: TWIN QUASISTELLAR OBJECTS OR GRAVITATIONAL LENS? D. Walsh, R. F. Carswell y R. J. Weymann en *Nature,* vol. 279, n.º 5712, págs. 381-384; 31 de mayo de 1979.

THE DOUBLE QUASAR 0957 + 561: A RADIO STUDY AT 6-CENTIMETERS WAVELENGTH. D. H. Roberts, P. E. Greenfield y B. F. Burke en *Science,* vol. 205, n.º 4409, págs. 894-896; 31 de agosto de 1979.

MULTIPLE-MIRROR TELESCOPE OBSERVATIONS OF THE TWIN QSOs 0957 + 561 A, B. R. J. Weymann, F. H. Chaffee, Jr., M. Davis, N. P. Carleton, D. Walsh y R. F. Carswell en *Astrophysical Journal Letters,* vol. 233, n.º 2, 2.ª parte, págs. L43-L46; 15 de octubre de 1979.

CARBOHIDRATOS

BIOSYNTHESIS AND FUNCTION OF GANGLIOSIDES. Peter H. Fishman y Roscoe O. Brady en *Science,* vol. 194, n.º 4268, págs. 906-915; 26 de noviembre de 1976.

SURFACE SUGARS OF ANIMAL CELLS AS DETERMINANTS OF RECOGNITION IN BACTERIAL ADHERENCE. I. Ofek, E. H. Beachey y N. Sharon en *Trends in Biochemical Science,* vol. 3, págs. 150-160; 1978.

EL APARATO VESTIBULAR

ROLE OF THE VESTIBULAR SYSTEM IN POSTURE AND MOVEMENT. Laurence R. Young en *Medical Physiology,* dirigido por V. B. Mountcastle. The C. V. Mosby Company, 1974.

THE LABYRINTH, THE BRAIN, AND POSTURE. Victor J. Wilson en *American Scientist,* vol. 63, n.º 3, págs. 325-332; mayo-junio, 1975.

MAMMALIAN VESTIBULAR PHYSIOLOGY. Victor J. Wilson y Geoffrey Melvill Jones. Plenum Press, 1979.

SUPERCONDUCTORES EN CIRCUITOS DE POTENCIA

SUPERCONDUCTIVITY IN SCIENCE AND TECHNOLOGY. Dirigido por Morrel H. Cohen. University of Chicago Press, 1968.

SOLENOID MAGNET DESING: THE MAGNETIC AND MECHANICAL ASPECTS OF RESISTIVE AND SUPERCONDUCTING SYSTEMS. D. B. Montgomery. Wiley-Interscience, 1969.

HIGH-FIELD, HIGH-CURRENT SUPERCONDUCTORS. J. K. Hulm y B. T. Matthias en *Science,* vol. 208, n.º 4446, páginas. 881-887; 23 de mayo de 1980.

EL POBLAMIENTO DEL PACIFICO

THE PACIFIC ISLANDERS. William Howells. Weidenfeld y Nicolson, 1973.

SUNDA AND SAHUL: PREHISTORIC STUDIES IN SOUTHEAST ASIA, MELANESIA AND AUSTRALIA. Dirigido por J. Allen, J. Golson y R. Jones. Academic Press, 1977.

MAN'S CONQUEST OF THE PACIFIC: THE PREHISTORY OF SOUTHEAST ASIA AND OCEANIA. Peter Bellwood. Oxford University Press, 1978.

THE POLYNESIANS: PREHISTORY OF AN ISLAND PEOPLE. Peter Bellwood. Thames and Hudson Ltd., 1978.

THE PREHISTORY OF POLYNESIA. Dirigido por Jesse D. Jennings. Harvard University Press, 1980.

REACCIONES QUIMICAS SIN SOLVATACION

ION CYCLOTRON RESONANCE SPECTROMETRY. Dirigido por H. Hartmann y K.-P. Wanczek. Springer-Verlag, 1978.

PULSED ION CYCLOTRON RESONANCE MASS SPECTROMETER FOR STUDYING ION-MOLECULE REACTIONS. Robert T. McIver, Jr., en *Review of Scientific Instruments,* vol. 49, n.º 1, págs. 111-118; enero, 1978.

THE GAS PHASE ACIDITY SCALE. J. E. Bartmess y R. T. McIver, Jr., en *Gas Phase Ion Chemistry,* dirigido por M. T. Bowers. Academic Press, 1979.

JUEGOS MATEMATICOS

TAXICAB GEOMETRY-A NON-EUCLIDEAN GEOMETRY OF LATTICE POINTS. Donald R. Byrkit en *The Mathematics Teacher,* vol. 64, n.º 5, págs. 418-422; mayo, 1971.

TAXICAB GEOMETRY. Eugene F. Krause. Addison-Wesley Publishing Company, 1975.

TALLER Y LABORATORIO

PATTERN RECOGNITION IN HUMANS: CORRELATIONS WHICH CANNOT BE PERCEIVED. Leon Glass y Eugene Switkes en *Perception,* vol. 5, n.º 1, págs. 67-72; 1976.

FLOATING TV PICTURES. Jearl Walker en *The Flying Circus of Physics with Answers.* John Wiley & Sons, Inc., 1977.

PHYSIOLOGICAL MECHANISMS FOR THE PERCEPTION OF RANDOM DOT MOIRÉ PATTERNS. L. Glass en *Pattern Formation by Dynamic Systems and Pattern Recognition,* dirigido por H. Haken. Springer-Verlag, 1979.

Taller y laboratorio

Estudio sobre las figuras de escarcha helada en las ventanas. Y otro tema: un reloj solar de fácil lectura

Jearl Walker

Para mí, una de las delicias del invierno es la escarcha que adorna los vidrios de mis ventanas, cuyos cristales adoptan múltiples formas y dibujos. Los hay alargados como varillas, otros componen motivos florales. Estos cristales han crecido del agua sobreenfriada que contiene el aire contiguo a la ventana, proceso que inició algún agente nucleador invisible, como una partícula de polvo, partiendo de un monocristal para luego expandirse hasta recubrir una hoja entera del ventanal.

La forma que aparece, de entre las varias posibles, depende principalmente de la temperatura en las proximidades del cristal, pero la relación exacta no se conoce muy bien. Para determinar la forma del cristal puede ser crítica hasta una diferencia de temperatura de pocos grados. Y puesto que pueden observarse formas distintas desarrollándose en una misma ventana, habitualmente a diferentes alturas, debe ocurrir que la temperatura variará al menos unos pocos grados entre los distintos puntos de la ventana. En la página opuesta se adjunta una fotografía de escarcha helada que me ha enviado Gera Dillon, fotógrafo profesional de Morin Heights, Quebec, otro entusiasta de la escarcha en los ventanales.

La estructura cristalina fundamental del hielo es hexagonal. El plano del hexágono se llama plano basal y el eje perpendicular a éste es el eje *c*. Otros tres ejes, denominados *a,* atraviesan el hexágono por sus lados. Observado en cualquier dirección no paralela al eje *c,* el hielo de una ventana es birrefringente. Con este término se expresa el hecho de que la luz puede verse afectada por dos índices de refracción diferentes al atravesar el hielo.

En mi artículo de febrero de 1978 les expliqué las propiedades generales de los materiales birrefringentes. Resumiéndolas brevemente, diremos que los materiales birrefringentes tienen un eje "rápido" y otro "lento"; el índice de refracción depende de cómo esté polarizada la luz al atravesar el material, de forma que el índice es mayor si la polarización es paralela al eje lento, e inferior si la polarización es paralela al eje rápido.

Supongamos que se dirige luz polarizada linealmente (o sea polarizada a lo largo de un solo eje perpendicular al rayo) a través de un material birrefringente y que su eje de polarización forma ángulos no nulos con los dos ejes, lento y rápido, del material. Matemáticamente, la polarización puede separarse en dos componentes, una paralela al eje lento y la otra componente paralela al rápido. Al penetrar en el material, ambas ondas estaban en fase, pero dada la existencia de dos índices de refracción es probable que salgan con una relación de fases diferente.

Como resultado, probablemente la polarización de la luz emergente será distinta de la polarización de la luz incidente. Aunque esta nueva polarización siga siendo tal vez lineal, su eje estará orientado en una nueva dirección. También podría ocurrir que la luz emergente estuviera polarizada circular o elípticamente, lo que significaría que el eje de polarización giraría alrededor del rayo a la vez que éste se propagase.

Si la luz emergente se encuentra con un filtro polarizador, lo atravesará o no según sea la orientación relativa de los ejes de polarización de la luz y del filtro. Los materiales birrefringentes suelen estudiarse colocándolos entre dos filtros polarizadores. Entonces, la luz al atravesar el primer filtro se polariza linealmente y luego, cuando atraviesa el material birrefringente, es muy probable que cambie de polarización, de manera que al encontrar el segundo filtro será transmitida o absorbida según sea su nueva polarización con respecto a la de este segundo filtro.

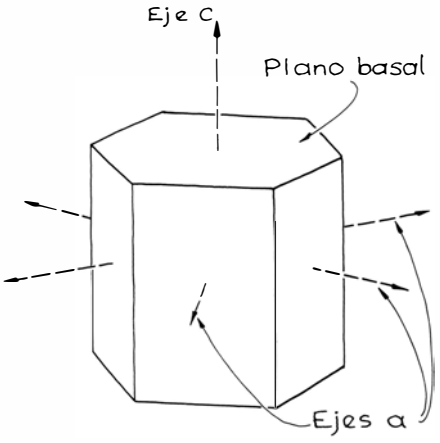
El cambio de polarización de la luz al atravesar el material birrefringente depende de los índices de refracción para los ejes lento y rápido, del espesor del material y de la longitud de onda de la luz. Si se envía luz blanca a través de los dos filtros y del material birrefringente, habrá algunas longitudes de onda que salgan del material polarizadas de forma que puedan atravesar el segundo filtro y ser observadas. Sin embargo, otras longitudes de onda no podrán atravesarlo; y así, aunque se haya lanzado luz blanca sobre el primer filtro, del segundo emergerán sólo determinados colores. Girando cualquiera de los dos filtros o el material birrefringente, mudarán los colores emergentes del segundo filtro.

Ese marco de estudio nos sirve para abordar la escarcha helada sobre una ventana, por la sencilla razón de que el hielo es algo birrefringente. Para ver los colores, basta colocar una lámina polarizadora a cada lado de la ventana tapizada de escarcha. Entonces, todos los cristales de hielo que tengan el espesor y la orientación convenientes darán colores; fenómeno que no sucederá con aquellos otros cuyos ejes *c* sean paralelos a la visual, porque esta orientación elimina la birrefringencia.

Los colores que produce la escarcha pueden verse sin ayuda de filtros polarizadores cuando se haya fundido parte de la misma formando un pequeño charco en la base del marco de la ventana. Ocurre entonces que la luz difusa procedente del firmamento puede estar fuertemente polarizada merced a los mecanismos que les describí aquí en marzo de 1978 y así, si la ventana es iluminada por esta luz, ya no se precisa el primer filtro. Por otra parte, si esta luz atraviesa la escarcha y luego se refleja en el agua, la reflexión puede hacer las veces del segundo filtro, ya que la reflexión puede polarizar la luz. Así pues, al mirar al charquito, se verán versiones coloreadas de las figuras incoloras de escarcha helada existentes en la ventana.

C. K. Sloan, de Arapahoe, Carolina del Norte, ha diseñado un reloj solar de un tipo muy poco corriente. A diferencia de muchos modelos, este "reloj solar analémico" está preparado para corregir los efectos de la declinación del sol y de la longitud y latitud del propio reloj. En él pueden leerse, además, la hora universal y la hora local aparente que indican los relojes solares.

El aparato de Sloan es muy sencillo: un poste vertical proyecta su sombra sobre un cuadrante ideado por él. Aunque en algunas versiones el cuadrante tiene una anchura de varios centímetros, en las de tamaño mayor puede medir hasta casi 25 por 50 metros. Pero en cualquiera de sus versiones, el cuadrante es de gran



Estructura de un cristal de hielo

belleza y trae a la memoria las antiguas representaciones del recorrido del sol a través del firmamento.

Muchos relojes emplean un estilo, que es el objeto que proyecta su sombra, apuntado oblicuamente al polo celeste, o cenit del firmamento situado sobre el polo geográfico. Esta sombra se proyecta sobre una red de líneas rectas, llamada cuadrante, que parten del pie del estilo, de tal forma que cuando el sol se encuentra en su punto más alto, la sombra cae directamente sobre la señal de mediodía, que es una de las rectas que parten radialmente del pie del estilo.

Si bien éstos relojes solares en su versión para jardín son muy atractivos, la determinación de la hora con ellos obliga a recurrir a tablas de conversión y hay que dedicarles algo de trabajo. El cuadrante está armonizado con el paso del sol, no engranado a ningún mecanismo de relojería. Así, cuando el sol se encuentra en su punto más alto, la hora local aparente es mediodía y cuando el sol atraviesa un arco de 7,5 grados en el firmamento es que ha transcurrido media hora.

El procedimiento, que es directo, presenta como mínimo dos inconvenientes. Uno de ellos es que la hora local aparente depende directamente de la longitud geográfica del lugar en que está emplazado el reloj solar. (Dos relojes solares situados en longitudes diferentes indicarán horas distintas.) El otro es que la duración de una hora de tiempo local aparente cambia en el transcurso del año a causa de la forma de la órbita terrestre alrededor del sol. Como resultado, la velocidad aparente del sol a través del cielo varía en el transcurso de los meses. Cada hora de tiempo local aparente permanece proporcional al movimiento del sol a través de un arco de 15 grados, y de esta forma varía la duración de una hora.

Hay otro sistema horario que emplea la llamada hora local media y que es similar al de la hora local aparente, salvo en que está armonizado con el paso de un sol ficticio que se mueve uniformemente a través del cielo durante todo el año. Este movimiento uniforme implica que la duración de una hora no se altere con el transcurso de los meses. La diferencia entre ambos sistemas horarios se llama ecuación de tiempo (antiguamente la voz *ecuación* tenía a veces el significado de *error*). Esta diferencia puede encontrarse tabulada en los libros de consulta dedicados al cronometraje de precisión de estrellas y planetas.

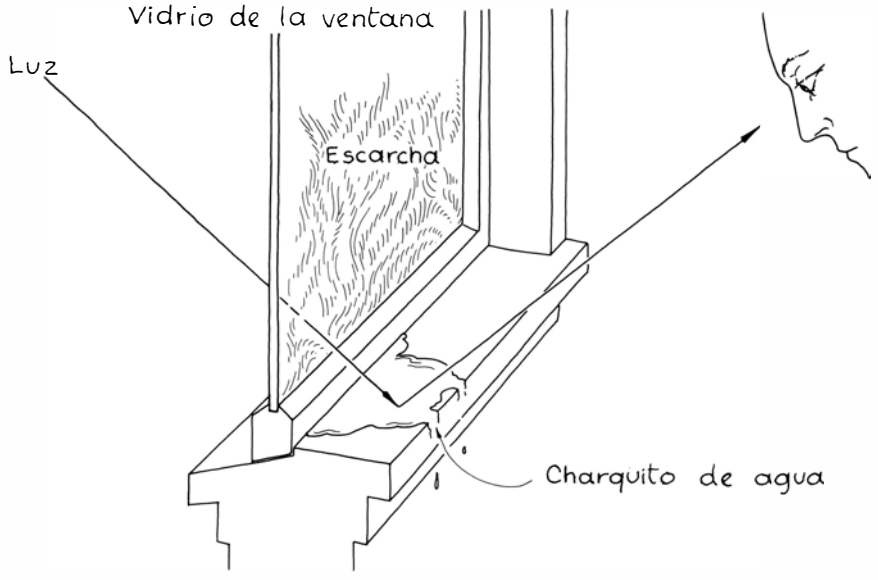
Durante dos períodos del año se dice que un reloj solar se atrasa porque la hora que señala está rezagada respecto a la hora local media. A lo largo de los dos períodos restantes, el reloj solar se adelanta. Durante el período de retraso, para convertir la hora de un reloj solar en hora local media debe sumarse la ecuación de tiempo, correspondiente al día concreto, a la hora local aparente señalada por el reloj. Durante los períodos de adelanto, de la hora local aparente deberá restarse la ecuación de tiempo. Este proceso requiere, por supuesto, un acceso inmediato a una tabla de la ecuación de tiempo. Y lo que es más, el observador seguirá frente al inconveniente de que la hora local media es sólo local.

Habitualmente, la hora que marca un reloj es la hora "oficial" pensada para "aprovechar la luz". Como es bien conocido, el mundo está dividido en husos horarios en los que, cualquiera que sea la longitud de cada reloj, cada uno de ellos mantiene la hora local media correspondiente a un determinado meridiano que pasa por el huso. Este meridiano particular es el meridiano oficial del huso horario. El sistema tiene la ventaja de que todos los relojes incluidos en el mismo huso marcan la misma hora.

Para pasar la hora leída directamente en un reloj solar (hora local aparente) a la hora leída en un cronómetro (hora oficial) se requieren dos operaciones. Primero, la hora del reloj solar debe pasarse a hora local media sirviéndonos de una tabla de valores de la ecuación de tiempo. Después, la hora local media relativa al lugar del reloj solar debe convertirse a la hora oficial correspondiente a su huso horario.

Esta segunda conversión equivale a determinar la diferencia de longitudes entre el reloj solar y el meridiano oficial del huso horario. Si el reloj está situado al oeste del meridiano oficial, su hora local media estará retrasada. Así, un cronómetro señalará mediodía cuando el sol ficticio pase por el meridiano oficial, pero el sol ficticio pasará más tarde por encima del reloj solar. Por consiguiente, la hora local media indicada por el reloj solar se retrasa respecto a la del cronómetro. Si el reloj solar se encuentra al este del meridiano oficial, su hora local media estará adelantada respecto a la del cronómetro. Cuanto mayor sea la diferencia entre las longitudes del meridiano oficial y del reloj solar, tanto mayor será su discrepancia (cuatro minutos de hora por cada grado de diferencia en longitud).

Así pues, tratar de leer la hora real en un reloj solar común puede resultar una tarea bastante tediosa. El diseño de Sloan permite al observador leer la hora real directamente en el reloj solar sin recurrir a tablas ni a cálculos. Todas las correcciones están incorporadas en el diseño mismo. En vez de estilo



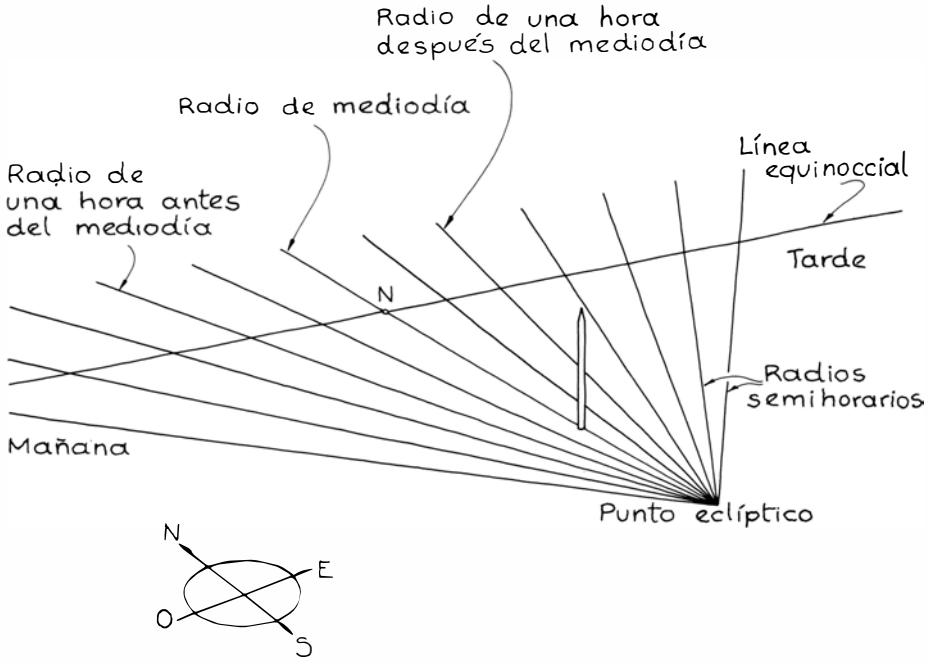
Cómo ver colores en una figura de escarcha helada

oblicuo y seguir la rotación de su sombra en torno al pie, Sloan emplea un estilo vertical y sigue la punta de su sombra. En el transcurso del día, la punta de la sombra se desplaza a través del cuadrante dispuesto en torno al poste y en el cual están incorporadas las correcciones correspondientes a la ecuación de tiempo y a la distancia del reloj solar al meridiano oficial.

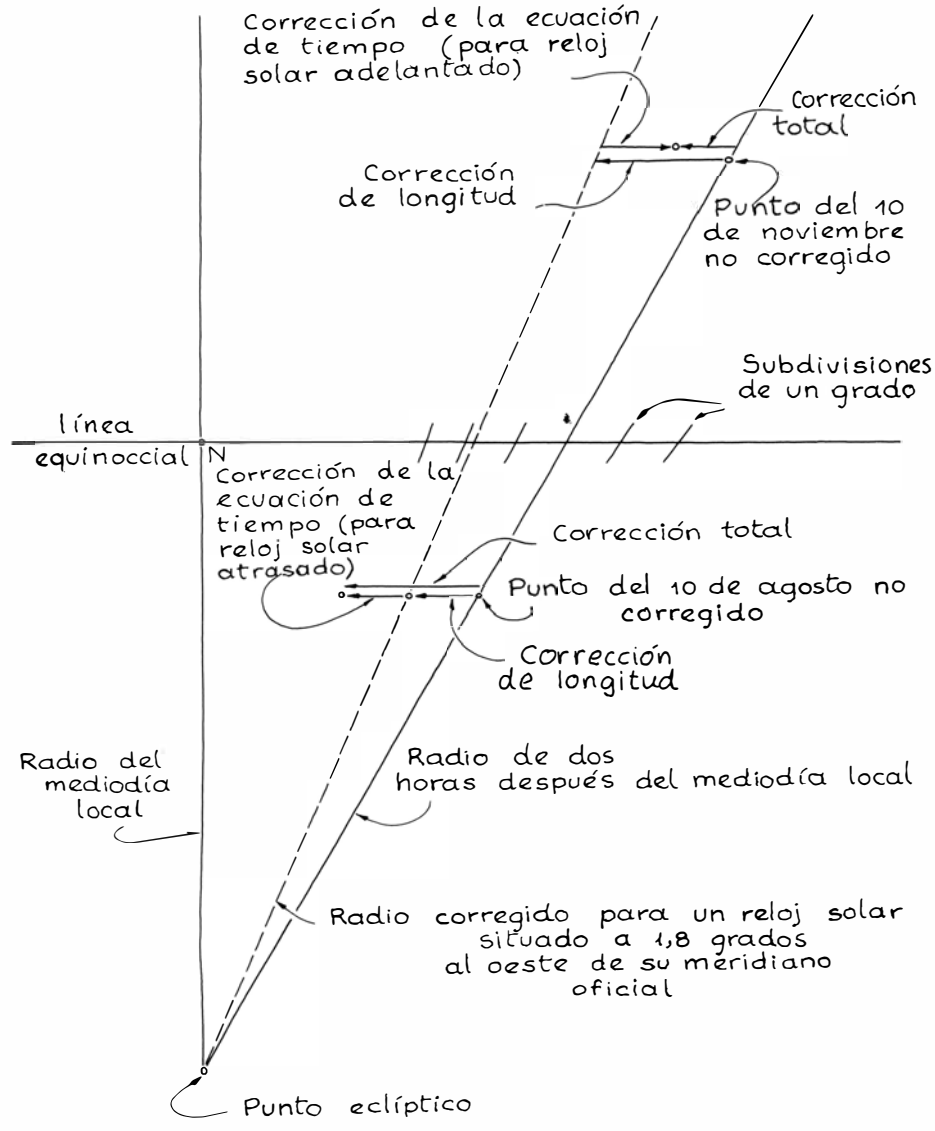
Normalmente, la trayectoria de la punta de la sombra de un estilo vertical sobre una superficie horizontal no se traslada directamente de oeste a este a medida que el sol va cruzando el firmamento. Para determinar esta trayectoria, Sloan erigió un estilo vertical y marcó dos puntos claves en su proximidad. En dirección al sur del estilo, a una distancia igual al producto de la altura del estilo por la cotangente de la latitud del reloj solar, marcó lo que el llamó el punto eclíptico. A partir de éste había que trazar las rectas radiales, una por cada media hora.

Con tal fin determinó otro punto (señalado por *N* en la ilustración superior de esta misma página) en dirección norte del estilo y a una distancia igual al producto de la altura de éste por la tangente de la latitud. Por este punto trazó una línea recta, que llamó línea equinoccial, extendiéndola hacia el este y el oeste. Esta recta encierra la particularidad de que en los dos equinoccios (el 21 de marzo y el 23 de septiembre) la punta de la sombra del estilo se desplaza a lo largo de ella y al mediodía de esas fechas, cuando el sol está directamente encima, la punta de la sombra cae en *N*.

En 30 minutos, la tierra gira 7,5 grados y la punta de la sombra se desplaza por la línea equinoccial una longitud igual al producto de la tangente de 7,5 grados por la secante de la latitud del reloj de sol y por la altura del estilo. Sobre la línea equinoccial Sloan efectuó divisiones equivalentes a intervalos de media hora hasta cinco horas, antes y después del punto de mediodía. Seguidamente trazó rectas radiales a partir del punto eclíptico (el situado al sur del estilo) hasta dichas señales semihorarias. Llamaré, a las rectas, radios semihorarios. Con esto, a Sloan ya le era posible leer la hora en su reloj solar durante dos días al año: los correspondientes a los equinoccios. En esas jornadas, la punta de la sombra empezaba tocando el extremo oeste de la línea equinoccial y luego se desplazaba a lo largo de esta recta, pasando sobre las señales semihorarias hasta alcanzar el punto de mediodía. A partir de aquí, continuaba por la recta en dirección este.



Cuadrante básico de un reloj solar



Corrección de las posiciones de los puntos de sombra

Pensé en un principio que la sombra se desplazaría de la misma forma durante el resto de los días del año; pero no es así. En los demás días, la punta de la sombra cae al norte o al sur de la línea equinoccial, según la estación. Para ser más exactos, su distancia a la línea equinoccial depende de la altura máxima del sol durante el día. Esta altura, corrientemente llamada declinación del sol, se toma como cero en los equinoccios. En otoño e invierno, la declinación es negativa porque la altura máxima del sol en el firmamento es relativamente baja. En primavera y verano la declinación es positiva pues la altura máxima es relativamente alta.

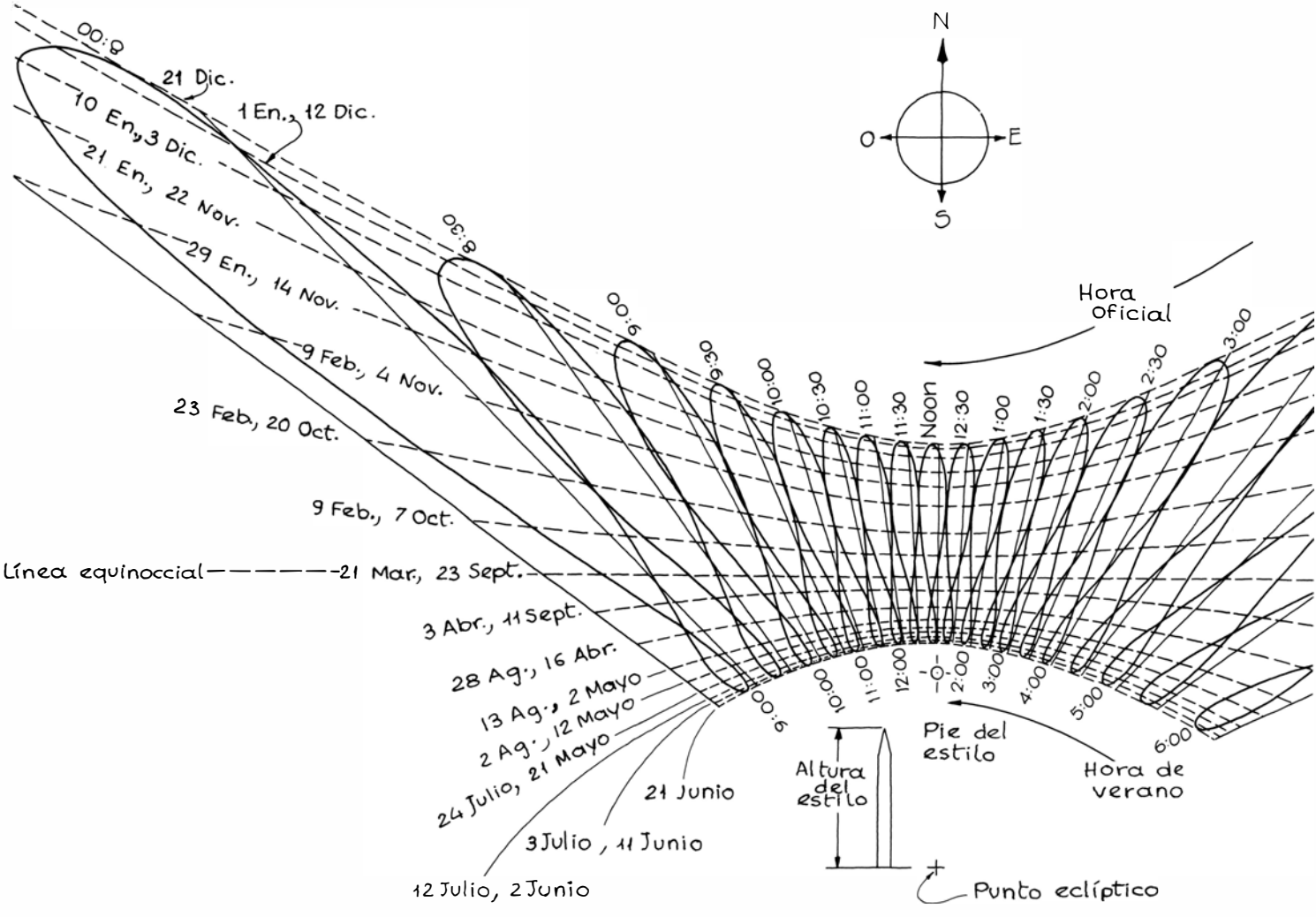
En cada equinoccio, la punta de la sombra cae en el punto *N* de la línea equinoccial cuando el sol alcanza su punto más alto en el firmamento. En otoño e invierno, como la declinación es menor que cero, el sol está más bajo en el firmamento cuando pasa por el punto de mediodía, y por ello la punta de la sombra cae al norte de la línea equinoccial. En primavera y verano la sombra cae al sur de la línea equinoccial y más cerca del estilo.

Los cálculos para determinar las posiciones de mediodía de la punta de la sombra son sencillos. La distancia al estilo se halla multiplicando la altura de éste por la tangente de un ángulo igual a la diferencia algebraica de la latitud menos la declinación del sol. En primavera y verano, se sustituye en la expresión un valor positivo de la declinación, que se resta de la latitud. En otoño e invierno se sustituye un valor negativo, lo que significa que en realidad, y en virtud de la neutralización de los dos signos negativos, a la latitud se suma el valor absoluto de la declinación.

Aunque de esta forma se determinan con gran facilidad los puntos de mediodía de la sombra, no ocurre lo mismo para los puntos semihorarios correspondientes al resto del día. En los equinoccios las señales semihorarias caen todas en la línea equinoccial, que es una recta, pero en los demás días del año la sombra describe una trayectoria curva. En otoño e invierno la sombra comienza el día por el noroeste, se desplaza a lo largo de una curva hacia el sudeste hasta llegar al punto de mediodía correspondiente a ese día, para dirigirse luego hacia el noreste por una curva simétrica con su trayectoria matutina. En primavera y verano, la trayectoria comienza en el sudoeste, se desplaza hacia el noreste hasta llegar al punto de mediodía y luego se curva hacia el sureste.

Sloan ha deducido fórmulas que permiten calcular la posición de la punta de la sombra para cualquier hora del día y cualquier día del año. Con los resultados obtenidos le fue posible trazar en torno del poste un cuadrante que indicase la hora local aparente. Yo he redactado un programa de ordenador para efectuar los cálculos relativos a un reloj solar situado en el hemisferio norte, que puede modificarse fácilmente para aplicarlo a otro situado en el hemisferio sur. El programa, que se representa en la ilustración de dos páginas más adelante, está escrito en el lenguaje de ordenador llamado Basic de nivel II para un ordenador personal Radio Shack TRS-80.

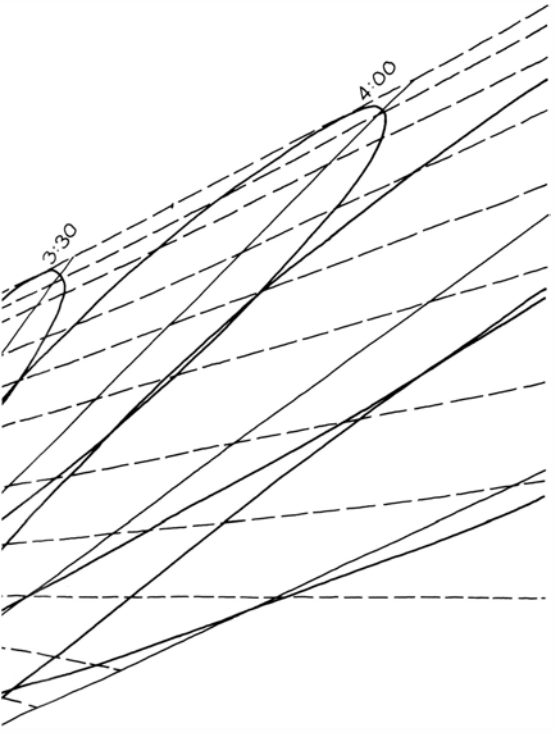
El programa calcula las posiciones de los puntos de sombra a lo largo de los radios semihorarios que parten del punto eclíptico. La línea 10 contiene la



Abaco de un "reloj solar analémico" de C. K. Sloan

latitud del reloj, que yo tomé como 35 grados, y la altura del estilo, que supuse de un metro. (La cantidad "RPD" convierte grados en radianes, para posteriores exigencias de las funciones trigonométricas del programa.) Al llegar a la línea 20, el programa pide que se introduzca una fecha y la declinación del sol (en grados) en dicho día. Entre las líneas 80 y 120 se calculan las posiciones de los puntos de sombra para 10 instantes antes del mediodía y para el mismo mediodía. Como los resultados serán los mismos para los instantes equivalentes posteriores al mediodía, de hecho quedan calculadas las posiciones correspondientes a 21 instantes del día. (Algunos resultados parecerán erróneos si se olvida que en invierno el sol sale más tarde y se pone antes.)

La línea 130 presenta en la pantalla del ordenador la hora (horas respecto al mediodía) y la distancia (en metros) de las posiciones de los puntos de sombra. Por comodidad, al representar los resultados la distancia se da respecto a la línea equinoccial y no respecto al punto eclíptico. Por ejemplo, supongamos que en el instante correspondiente a dos horas antes del mediodía, es decir, cuando la hora local aparente señala las 10 de la mañana, la distancia impresa en la pantalla es de 0,2 metros. Marcaré este valor en el radio correspondiente a las 10 horas de tiempo local aparente y el punto estará a 0,2 metros de distancia de la línea equinoccial y en el lado norte. Un punto igual deberá indicarse en el radio correspondiente a dos horas después del mediodía, puesto que los ábacos de mañana y tarde son simétricos. Si la distancia señalada por el ordenador fuese negativa, el punto habría de marcarse al sur de la línea equinoccial.



Ejecuté el programa para obtener los datos de 34 días repartidos regularmente de manera aproximada a lo largo del año y, entre ellos, incluí los equinoccios (cuando la declinación es nula) y los solsticios de invierno y verano (cuando la declinación es mínima o máxima). Siguiendo las instrucciones de Sloan, elegí los días de forma que se lograran 17 declinaciones diferentes, y así cada fecha tuviera una pareja para la cual la declinación del sol fuese la misma. Por ejemplo, el 14 de noviembre y el 29 de enero tienen asociados los dos la misma declinación de −18 grados aproximadamente.

Utilizar estos valores para trazar las posiciones de los puntos de sombra sería trivial por sí mismo. Así, para un momento cualquiera del día, por ejemplo las dos de la tarde de hora local aparente, se marcarían las distancias en el correspondiente radio que parte del punto eclíptico, de forma que el punto representante del 21 de junio estaría más cercano al punto eclíptico que el del 21 de diciembre, y los demás se marcarían en distintos lugares entre los dos mencionados, pero todos ellos sobre el mismo radio semihorario que parte del punto eclíptico. Entonces, el ábaco resultante sería similar al de un reloj solar corriente.

La eficacia del reloj solar de Sloan se pone de manifiesto cuando las posiciones de los puntos sufren dos correcciones. Primero, se convierten a hora local media corrigiéndolas con la ecuación de tiempo. Después, para pasarlas a hora oficial, se les corrige la diferencia de longitudes entre la del reloj y la del meridiano local oficial. Ambas correcciones equivalen a un giro de los puntos alrededor del punto eclíptico. Este giro lo calcula el programa, con ambas correcciones incluidas.

La segunda corrección es sencilla. Si el reloj se encuentra al oeste del meridiano oficial, su hora local media estará retrasada respecto a la hora local media del meridiano; si se encuentra al este, su hora local media estará adelantada. El ajuste de la longitud se efectúa en la línea 10 del programa, por donde se introduce la diferencia de longitud "DL". Yo he supuesto un reloj situado a 1,8 grados al oeste del meridiano oficial. Para relojes situados en otros lugares, habrá que cambiar esta cifra. Si el reloj está al oeste del meridiano oficial, la diferencia de longitudes se introduce como número positivo, y, si está al este, como número negativo.

La corrección de longitud no reviste especial complicación porque es la misma para todos los puntos del cuadrante. En el caso que he puesto como ejemplo de un reloj a 1,8 grados al oeste de su meridiano oficial, todos los puntos del cuadrante girarían alrededor del punto eclíptico un ángulo de 1,8 grados hacia el oeste. El aspecto del cuadrante permanecería inalterado, puesto que todos los puntos representantes de una hora determinada seguirían estando sobre una misma recta que pasa por el punto eclíptico. La única diferencia tras esta corrección es que esta recta ya no será uno de los radios semihorarios.

Cuando se efectúa la otra corrección, que gracias a la ecuación de tiempo pasa la hora local aparente del reloj a su hora local media, el aspecto del ábaco cambia totalmente. La línea 30 convierte la ecuación de tiempo en un ángulo: 0,25 grados por cada minuto de tiempo. Este ángulo y la diferencia de longitudes se presentan en la parte superior de la pantalla del ordenador y luego se combinan y aparece el ángulo de corrección total. Si éste es positivo, los puntos deben girarse hacia el oeste alrededor del punto eclíptico y, si es negativo, el giro debe ser hacia el este.

Una vez girados los puntos de acuerdo con el ángulo de corrección total, el aspecto del ábaco habrá cambiado porque la corrección es distinta para cada uno de los días del año. (La diferencia diaria procede de la ecuación de tiempo, no de la diferencia de longitudes que permanece igual todo el año.) Por consiguiente, el punto representante de un instante determinado de un día dado se correrá en un sentido a partir del radio semihorario, mientras el representante del mismo instante de otro día se correrá a distancia diferente e incluso en sentido contrario.

El resultado es inesperado y bello a la vez. Si se traza una línea que pase por todos los puntos representantes de una hora cualquiera del día se verá un número ocho deformado, o sea, un analema. Con esta línea puede determinarse la hora sobre el reloj solar de

Sloan. Consideremos el analema correspondiente a la línea de mediodía, que se extiende hacia el norte del punto eclíptico. Cuando la punta de la sombra pasa por la línea de mediodía, la hora local aparente es mediodía. Cuando la punta de la sombra pasa por encima de la porción de analema correspondiente a la fecha de ese día, la hora oficial (la señalada por un cronómetro) es mediodía.

Los radios que parten del punto eclíptico tienen un analema cada uno. (Si se construye un cuadrante pequeño, el ábaco puede resultar confuso. Entonces debe trazarse un analema en torno a los radios correspondientes a una hora completa.) La hora local aparente se lee cuando la sombra pasa por un radio determinado, como el correspondiente a las dos de la tarde de hora local. Cuando la sombra pasa por encima de la porción de analema asociado a la fecha de ese día, la hora oficial señala las dos de la tarde.

Para construir otro reloj solar analémico hay que empezar cambiando los valores de la latitud y de la diferencia de longitudes que se reseñan en la línea 10 de mi programa de ordenador. (Se emplea un valor positivo para el oeste y uno negativo para el este; ambos se introducen en radianes.) Además, se sustituye el valor *H* por el correspondiente a la altura del nuevo estilo (en metros). Se introduce el programa. Cuando el ordenador lo pida, se incorpora una fecha y la declinación del sol (en grados) para ese día. Se introduce además la ecuación de tiempo (en minutos) para esa fecha y se le dice si el reloj solar se adelanta o se retrasa respecto a la hora local media. En el delicioso libro sobre relojes solares de Albert Waugh que se cita en la bibliografía final pueden encontrarse tablas de valores medios de la declinación y de la ecuación de tiempo. Valores más exactos pueden recogerse en publicaciones periódicas especializadas, como en el Anuario del Observatorio Astronómico de Madrid.

El programa presenta en la pantalla la diferencia de longitudes (en grados), la ecuación de tiempo (pasada a grados) y el ángulo total que deben trasladarse los puntos en esa fecha. Ofrece, a renglón seguido, la fecha y dos columnas de cifras: una de ellas con la hora (respecto al mediodía) y la otra con la posición del punto correspondiente al norte (valores positivos) o al sur (negativos) de la línea equinoccial.

Para trazar el cuadrante se marcan el punto eclíptico y la línea equinoccial. Luego se señalan los puntos semihorarios a lo largo de la línea equinoccial y se trazan los radios que pasan por cada uno desde el punto eclíptico. Con esto quedará terminado el cuadrante básico; es el momento de introducir las modificaciones de Sloan.

La distancia entre radios representa media hora, o 7,5 grados de rotación (aparente) del sol alrededor de la tierra. A lo largo de la línea equinoccial y entre radio y radio se señalan separaciones de un grado, cada una de las cuales tendrá una longitud igual al producto de la tangente de un grado por la secante de la latitud del reloj solar y por la altura del poste. Estas señales adicionales sirven para facilitar la corrección de las posiciones de los puntos de sombra.

Se ejecuta el programa para obtener los datos de 34 días del año. Cada pase proporcionará un conjunto de puntos de sombra a llevar sobre el cuadrante, un punto por cada radio semihorario. Supongamos que para el radio correspondiente a las dos de la tarde la distancia es 0,2 metros al norte de la línea equinoccial y que el ángulo total sea dos grados hacia el oeste. El punto correspondiente debe trazarse sobre una recta que pase por el punto eclíptico girado dos grados hacia el oeste a partir del radio de las dos de la tarde. Las separaciones de un grado de la línea equinoccial se emplearán para hallar la ubicación correcta. Sobre la recta girada (no dibujada) el punto de sombra está a 0,2 metros al norte de la línea equinoccial. Este punto se rotula con la fecha. Todos los puntos de sombra que se tracen para dicho día estarán corridos el mismo ángulo respecto a los radios principales, por lo que su representación gráfica será bastante rápida.

Una vez trazados todos los puntos correspondientes a los 34 días, se dibuja un analema para cada uno de los radios semihorarios y con ello quedará finalizado el cuadrante para un reloj solar de Sloan. La hora local aparente se lee en los radios semihorarios, como se haría en un reloj solar corriente. La hora oficial se lee en el analema superpuesto a cada radio. Si está vigente la hora de verano, hay que cambiar en una hora la hora oficial.

Los cálculos pueden efectuarse con una calculadora de bolsillo, pero llevarán mucho más tiempo. Los lectores expertos en los lenguajes de ordenadores personales pueden perfeccionar mi programa. Si se pretendiese diseñar relojes solares analémicos para lugares diversos, deberán almacenarse en el ordenador los valores de la declinación y de la ecuación de tiempo para eliminar la necesidad de responder con los datos cuando el ordenador lo precise.

El aspecto del ábaco varía con la latitud de una forma interesante. En lugares cada vez más próximos al ecuador, los radios semihorarios se van acortando porque el sol está, como se sabe, más alto en el cielo y el analema superpuesto a cada radio se convierte en un número ocho más perfecto, perpendicular a la línea equinoccial. En el polo norte el ábaco sería muy diferente. (Y por supuesto sólo serviría en los meses de primavera y verano, ya que el sol no es visible el resto del año.) Este ábaco sería circular, con su radio de mediodía a uno de los lados y el correspondiente a medianoche en el otro y el analema compuesto por bucles sencillos y no dobles.

Es muy probable que ya desde hace mucho tiempo se construyeran relojes solares similares al de Sloan marcando pacientemente la posición de sombras y sin recurrir a cálculos. Personalmente creo que sería divertido imitar a los antiguos construyendo un reloj solar gigantesco, que rivalice por su tamaño con los megalitos de Gran Bretaña y Francia. Verosímilmente, el cuadrante podría hacerse suficientemente preciso para que incluyera las variaciones anuales de la declinación del sol y de la ecuación de tiempo.

```
 10 CLS : RPD = .01745 : L= 35.0 * RPD : DL = 1.8 : H = 1.0
 20 INPUT "DECLINATION (DEG) ="; DECL : INPUT "DATE ="; A$
 30 INPUT "EQUATION OF TIME (MIN) ="; ET : ET = ET * 0.25
 40 INPUT "IS DIAL FAST OR SLOW"; B$ : D = DECL * RPD
 50 IF B$ = "FAST" THEN ET = -ET
 60 PRINT "DL ="; DL, "EQ TIME ="; ET, "TOTAL ANGLE ="; DL + ET
 70 PRINT " ": PRINT "TIME (HRS)", "DIST (METERS)", A$
 80 X = TAN (L) : F = 1/ COS (L) : G = X + 1/X : W = 1/ SIN (L)
 90 FOR K = 0 TO 10 : C = K * 7.5 * RPD : B = TAN (C)
100 E = SQR ( (B * F) ↑ 2 + G ↑ 2) / G : J = 1/ (E * X)
110 A = ATN ( (G * E - J) / SQR (W ↑ 2 - J ↑ 2) )
120 Z = TAN (A - D) / TAN (A) : DIST = H * (Z - 1) * (G * E - J)
130 PRINT T, DIST : T = T + .5 : NEXT K : END
```

Programa de ordenador para calcular las posiciones de la punta de la sombra en un reloj solar situado en el hemisferio norte

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

LA FABULA

A NEW LOOK AT THE WISDOM OF SUMER AND "AKKAD". E. Gordon en *Bibl. Orientalis,* vol. 17, págs. 122-152; 1960.

LA FABLE ANTIQUE. I. M. Nøjgaard; Copenhague, 1964; II. id. 1967.

DAS LATEINISCHE TIEREPOS. F. P. Knapp; Darmstadt, 1979.

HISTORIA DE LA FABULA GRECO-LATINA. I. INTRODUCCION Y DE LOS ORIGENES A LA EDAD HELENISTICA. F. R. Adrados; Madrid, 1979.

GALILEO OBSERVA NEPTUNO

MUTUAL OCCULTATIONS OF PLANETS: 1557 TO 2230. Steven C. Albers en *Sky and Telescope,* vol. 57, n.º 3, págs. 220-222; marzo, 1979.

GALILEO AND SATELLITE PREDICTION. Stillman Drake en *Journal for the History of Astronomy,* vol. 10, n.º 28, 2.ª parte, págs. 75-95; junio, 1979.

GALILEO'S OBSERVATIONS OF NEPTUNE. Charles T. Kowal y Stillman Drake en *Nature,* vol. 287, n.º 5780, págs. 311-313; 25 de septiembre de 1980.

ASIMETRIA COSMICA ENTRE MATERIA Y ANTIMATERIA

OBSERVATIONAL TESTS OF ANTIMATTER COSMOLOGIES. Gary Steigman en *Annual Review of Astronomy and Astrophysics,* vol. 14, págs. 339-372; 1976.

MATTER-ANTIMATTER ACCOUNTING, THERMODYNAMICS, AND BLACK-HOLE RADIATION. D. Toussaint, S. B. Treiman, Frank Wilczek y A. Zee en *Physical Review D,* vol. 19, n.º 4, págs. 1036-1045; 15 de febrero de 1979.

PLASMIDOS

EXTRACHROMOSOMAL INHERITANCE IN BACTERIA. R. P. Novick en *Bacteriological Review,* vol. 33, págs. 210-263; 1969.

REPLICATION OF A BACTERIAL EPISOME UNDER RELAXED CONTROL. R. Rownd en *Journal of Molecular Biology,* vol. 44, n.º 3, págs. 387-402; 28 de septiembre de 1969.

INFECTIOUS MULTIPLE DRUG RESISTANCE. Stanley Falkow. Academic Press, 1975.

ON PLASMID INCOMPATIBILITY. Richard P. Novick y F. C. Hoppensteadt en *Plasmid,* vol. 1, n.º 4, págs. 421-434; septiembre, 1978.

CONTROL OF PLASMID R1 REPLICATION: FUNCTIONS INVOLVED IN REPLICATION, COPY NUMBER CONTROL, INCOMPATIBILITY, AND SWITCH-OFF OF REPLICATION. Søren Molin y Kurt Nordström en *Journal of Bacteriology,* vol. 141, n.º 1, págs. 111-120; enero, 1980.

EL HOMBRE PRIMITIVO EN EL ASIA CENTRAL SOVIETICA

KARATAU I-DREVNEYSHIY PALEOLITICHESKIY PAMYATNIK V LESSAKH SREDNEY AZII (KARATAU I-LA ESTACION PALEOLITICA MAS ANTIGUA DE LOS LOESS DEL ASIA CENTRAL). A. A. Lazarenko y V. A. Ranov en *Byulleten' Kommissii po Izucheniyu Chetvertichnogo Perioda,* n.º 47, págs. 45-47; 1977.

NAKHODKI PALEOLITA V DREVNIKH POGREBENNYKH POCHVAKH YUZHNOGO TADZHIKISTANA I IKH GEOLOGICHESKAYA POZITISIYA (HALLAZGOS PALEOLITICOS EN SUELOS ANTIGUOS ENTERRADOS DEL TADJIKISTAN MERIDIONAL Y SU POSICION GEOLOGICA). A. E. Dodonov, V. A. Ranov y A. V. Pen'kov en *Byulleten' Kommissii po Izucheninyu Chetvertichnogo Perioda,* n.º 48, págs. 86-102; 1978.

TOWARD A NEW OUTLINE OF THE SOVIET CENTRAL ASIAN PALEOLITHIC. V. A. Ranov y R. S. Davis en *Current Anthropology,* vol. 20, n.º 2, págs. 249-270; junio, 1979.

LA CONDUCTA ADICTIVA

METHADONE PLASMA LEVEL: SUSTAINED BY A RESERVOIR OF DRUG IN TISSUE. Vincent P. Dole y Mary Jeanne Kreek en *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America,* vol. 70, nº 1, pág. 10, enero, 1973.

DRUG INTERACTIONS WITH METHADONE. Mary Jeanne Kreek, Chai Leng Gutjhar, Jane W. Garfield, David V. Bowen y Frank H. Field en *Annals of the New York Academy of Sciences,* vol. 261, págs. 350-371; 10 de diciembre de 1976.

METHADONE TREATMENT IN NARCOTIC ADDICTION: PROGRAM MANAGEMENT, FINDINGS, AND PROSPECTS FOR THE FUTURE. Robert G. Newman en colaboración con Margot S. Cates. Academic Press, 1977.

EL SISTEMA DE HUIDA DE LA CUCARACHA

RESPONSES OF GIANT INTERNEURONS OF THE COCKROACH *PERIPLANETA AMERICANA* TO WIND PUFFS OF DIFFERENT DIRECTIONS AND VELOCITIES. J. Westin, J. Langberg y J. Camhi en *Journal of Comparative Physiology,* vol. 121, págs. 307-324; 1977.

THE ESCAPE BEHAVIOR OF THE COCKROACH *PERIPLANETA AMERICANA,* II: DETECTION OF NATURAL PREDATORS BY AIR DISPLACEMENT. J. Camhi, W. Tom y S. Volman en *Journal of Comparative Physiology,* vol. 128, págs. 203-212; 1978.

FORMACION DE IMAGENES EN LOS ESPEJOS

THE AMBIDEXTROUS UNIVERSE: LEFT, RIGHT, AND THE FALL OF PARITY. Martin Gardner. New American Library, 1969.

THE LEFT HAND OF THE ELECTRON. Isaac Asimov. Doubleday & Co., Inc., 1972.

GEOMETRY. Harold R. Jacobs. W. H. Freeman and Company, 1974.

JUEGOS MATEMATICOS

LET US NOW PRAISE PRIME NUMBERS. Helen Spalding en *An Anthology of Modern Verse 1940-1960,* dirigido por Elizabeth Jennings. Methuen & Co. Ltd, 1961.

SEARCHING FOR THE 27TH MERSENNE PRIME. David Slowinski en *Journal of Recreational Mathematics,* vol. 11, n.º 4, págs. 458-461; 1978-79.

A SEARCH FOR LARGE TWIN PRIME PAIRS. R. E. Crandall y M. A. Penk en *Mathematics of Computation,* vol. 33, n.º 145, págs. 383-388; enero, 1979.

TALLER Y LABORATORIO

AN EFFECT OF POLARIZED SKY LIGHT. S. G. Cornford en *Weather,* vol. 23, n.º 1, págs. 39; enero, 1968.

SUNDIALS: THEIR THEORY AND CONSTRUCTION. Albert E. Waugh. Dover Publications, Inc., 1973.

Taller y laboratorio

Nuevos montajes para exhibiciones con láser

Jearl Walker

El pasado mes de octubre les describí algunos de los deslumbrantes e instructivos efectos ópticos que pueden conseguirse con la luz pura e intensa de los láseres. Les dije entonces que más adelante les expondría algunas ideas acerca de cómo preparar una exhibición de aficionado en un aula o en casa. Esto es lo que voy a hacer ahora, ofreciéndoles además algunas de las muchas sugerencias procedentes de lectores, que son resultado de mi artículo anterior.

El grupo musical Génesis lleva mucho tiempo acompañándose de láser. Fue en uno de los recitales de este grupo donde vi una exhibición especialmente bella. Durante uno de los números, los tramoyistas lanzaron sobre el escenario una espesa niebla de nieve carbónica, que cruzaba, en dirección ascendente, un haz de láser formando un pequeño ángulo con la vertical. El haz se hacía visible a causa de la dispersión que sobre la luz ejercían las gotitas de niebla. Un espejo montado en un motor producía la rotación del haz en torno a la vertical a una velocidad acompasada a la música. El haz procedía de un láser pulsante gaseoso, por lo que el cono que formaba era intermitente y aparecía como cortado o separado en líneas discontinuas. Supongo que el gas debía ser una mezcla de criptón y argón, que en un láser pueden generar más de un color, ya que lo que se veía era un cono giratorio brillante formado por cuatro colores diferentes. El efecto parecía cosa de magia.

David Yoel, alumno mío en la Universidad estatal de Cleveland, ha ideado un procedimiento para generar un cono luminoso más modesto que pudimos contemplar, en clase, de frente y no de costado. Como no disponíamos de láser policromático ni de máquina para hacer nieve carbónica, tuvimos que trabajar con nuestro láser de helioneón de 15 miliwatt y con el humo producido por un explosivo de escenario como los que se emplean en los números de magia. La reflexión de la luz del láser la conseguimos mediante un espejo que Yoel montó en el extremo de un eje giratorio, sirviéndose de una articulación y un resorte.

Cuando el eje estaba inmóvil, el espejo quedaba perpendicular a él y reflejaba el haz directamente al centro de una pantalla. Cuando el eje giraba, la fuerza centrífuga provocaba la inclinación del espejo. Esta inclinación era tanto mayor cuanto más rápido giraba el eje, aumentando así la desviación del haz. La rotación hizo que el haz se abriera formando un cono con su eje apuntando al centro de la pantalla. Yoel regulaba el tamaño del cono ajustando la velocidad del eje. En este dispositivo es muy importante la rigidez del resorte y hay que probar y probar resortes hasta encontrar uno adecuado.

Si se dispone de un láser policromático, es posible separar el cono en colores distintos colocando en el camino del haz un dispositivo dispersante, como un prisma o una rejilla de difracción. Este dispositivo se instala en un motor que lo haga oscilar adelante y atrás, a través del haz. Los colores emitidos por el láser emergen bajo ángulos distintos en virtud de la dispersión. Al tiempo que oscila el prisma o la rejilla de difracción, los colores emergentes efectúan un barrido de la zona ocupada por una rendija que la luz debe atravesar antes de llegar al espejo giratorio. De esta forma, el color que sale al exterior varía a la vez que se mueve el prisma o la rejilla. En el libro *Light and Its Uses,* que se cita en la bibliografía de este número, se encuentran planos para construir un láser que emite varios colores.

La explosión de la pólvora tiene por objeto lanzar al aire un gran número de partículas que dispersen la luz láser. Estas partículas aumentan la visibilidad del cono, pues si el aire estuviera perfectamente limpio, no serían visibles ni el haz ni el cono, salvo por reflexión en la pantalla. Montamos por ello cuatro lámparas de destello que podían dispararse pulsando un sólo botón y que encendían varios trozos de papel de fogonazo para espectáculos de magia, produciendo el estallido de la pólvora esparcida sobre el papel.

El tamaño de las partículas se encuentra entre los límites en que dispersan la luz tanto por difracción como por reflexión. Resulta así que la luz se dispersa fuertemente hacia adelante y hacia atrás, pero débilmente hacia los lados. En mis demostraciones para los alumnos coloqué el láser sobre una tarima y lo apunté hacia los sistemas ópticos que había dispuesto junto al fondo del aula. El espejo giratorio se encargó de reflejar la luz láser hacia atrás sobre una pantalla situada en el frente de la clase. (Si alguien intenta una demostración similar, que se asegure de que los haces están suficientemente elevados para que queden muy por encima de toda persona de gran estatura que se encuentre de pie en la sala. El láser y los sistemas ópticos se fijarán rígidamente en posición para evitar que una desalineación fortuita pueda dirigir el haz sobre el auditorio.) Al ponerse en marcha el láser, inmediatamente después de las explosiones, el aire apareció como bordado por relucientes rayos de luz roja por encima del auditorio.

La salida de 15 miliwatt de nuestro láser es más que suficiente para cualquier exhibición; Yoel colocó algunos pequeños portaobjetos de microscopio formando ángulo con el haz para provocar efectos ópticos diversos separando parte de la luz. Aunque un portaobjetos transmite la mayor parte de la luz que le llega, refleja una fracción de ella. Para controlar la dirección de la luz reflejada, Yoel dispuso varios solenoides, cada uno con un espejito montado en el eje. Cuando el eje de un solenoide sobresalía, el espejo dirigía el haz hacia un montaje óptico determinado. Cuando el eje estaba retraído, el haz pasaba de largo junto al espejo yendo a parar a otro montaje óptico al otro lado del solenoide. Así podía Yoel hacer pasar el haz de un montaje a otro mediante un interruptor que controlaba la corriente del solenoide.

En mi artículo de octubre ofrecí a los lectores ejemplares de un filtro de Ronchi especialmente útil. Los interesados que lo hayan obtenido pueden crear imágenes más nítidas en una figura de interferencia desprendiendo la capa protectora de mylar existente en una de las caras de la rejilla. Me quedan todavía filtros de ese tipo; si a alguien le interesan, puede remitirme un dólar y una etiqueta con sus señas al departamento de física de la Universidad estatal de Cleveland, Cleveland, Ohio 44115. La imagen que crean estos filtros presenta una gran calidad cuando el láser desarrolla una potencia de algunos miliwatt, pero puede ser decepcionante empleando láseres más débiles.

En octubre también les describí cómo pueden crearse franjas de interferencias dirigiendo luz láser a través de una lámina de plástico translúcido recubierto de cola de aviación o pegamento duco. He hecho pruebas añadiendo trocitos de plástico y de metal a la cola, y los mejores resultados los he conseguido con unas tiras de plástico, de una anchura no superior a un milímetro, que bajo el nombre de Diamond Dust vende la Permafrost Division de Potter Industries, Inc. Con este sistema conseguí no sólo franjas brillantes y oscuras, sino también manchas brillantes que resultaban de la refracción de la luz a través de los trozos de plástico. En el momento en que hice girar la lámina dentro del haz, que se abría porque puse una lente convexa en su trayectoria, las manchas brillantes empezaron a revolotear en la pantalla.

Entre quienes me solicitaron filtros de Ronchi, algunos me han expuesto sus propias experiencias con luz láser. Así, Christopher Heilman ha ideado un procedimiento para proyectar una imagen que se asemeja a una fotografía del sol hecha en un solo color: el correspondiente a una raya de emisión del hidrógeno. Para ello, emplea una lente con el fin de abrir el haz procedente de su láser de helio-neón de cinco miliwatt y luego dirige el haz a través de una pequeña esfera de vidrio de densidad no homogénea. Lo que se aprecia en pantalla es una esfera ilusoria.

Roger Warden trabaja con un disco de plástico que monta en un motor que gira lentamente. Cuando el haz del láser intercepta una de las estrías profundas, que previamente ha practicado en el plástico, en la pantalla aparece una figura que recuerda a una estrella. Warden también aconseja pulverizar agua sobre el plástico. Frank B. Fadich emplea vidrio de plomo tallado y figurillas de plástico para crear imágenes con un láser de helio-neón de cinco miliwatt. Forma figuras muy interesantes cuando intercala en el haz una bolita transparente dotada de infinidad de caras planas. Gertrude Reagan genera figuras de interferencia dirigiendo el haz de un láser por el cuello de una botella de ginebra para hacerlo salir por el fondo; estas figuras varían al mover la botella circularmente dentro del haz.

Gary F. Benedict, de Chandler, Arizona, consigue un haz intermitente a partir de uno continuo, como el de un láser de helio-neón, intercalando en el mismo un disco opaco con el perímetro dentado, de manera que cuando el disco gire el haz resulte interceptado periódicamente. Este efecto puede aprovecharse para conseguir un cono de

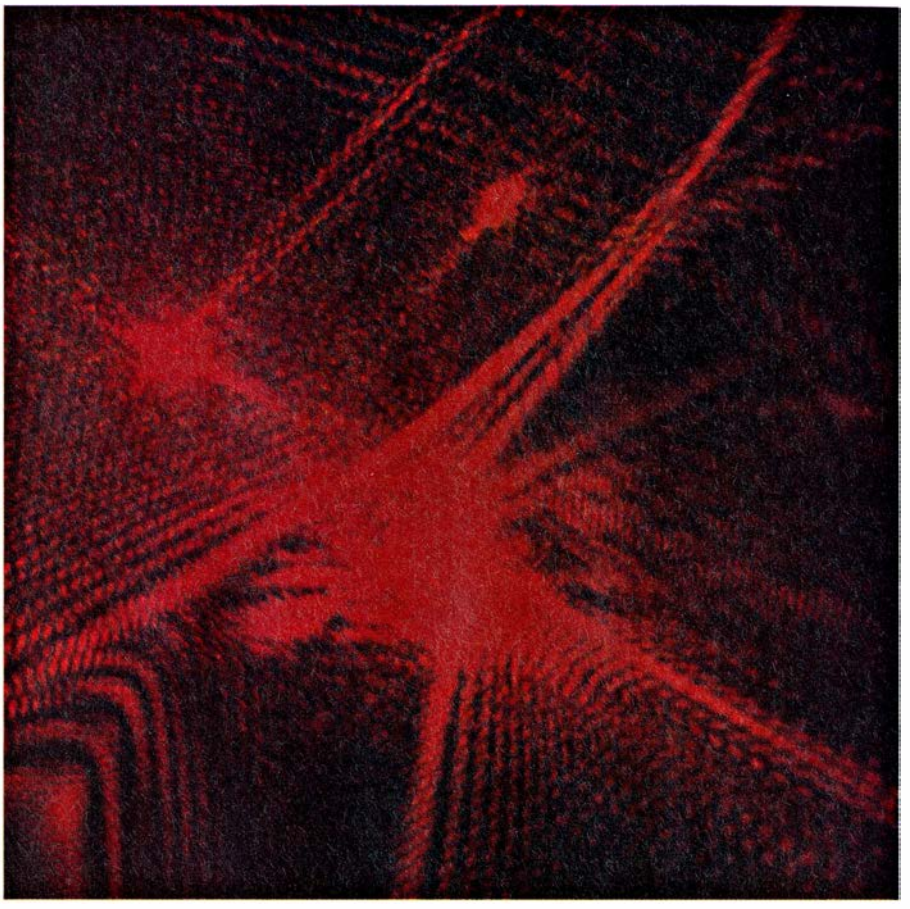


Figura formada por luz láser dirigida a través de una lámina recubierta de cola y tiras de plástico

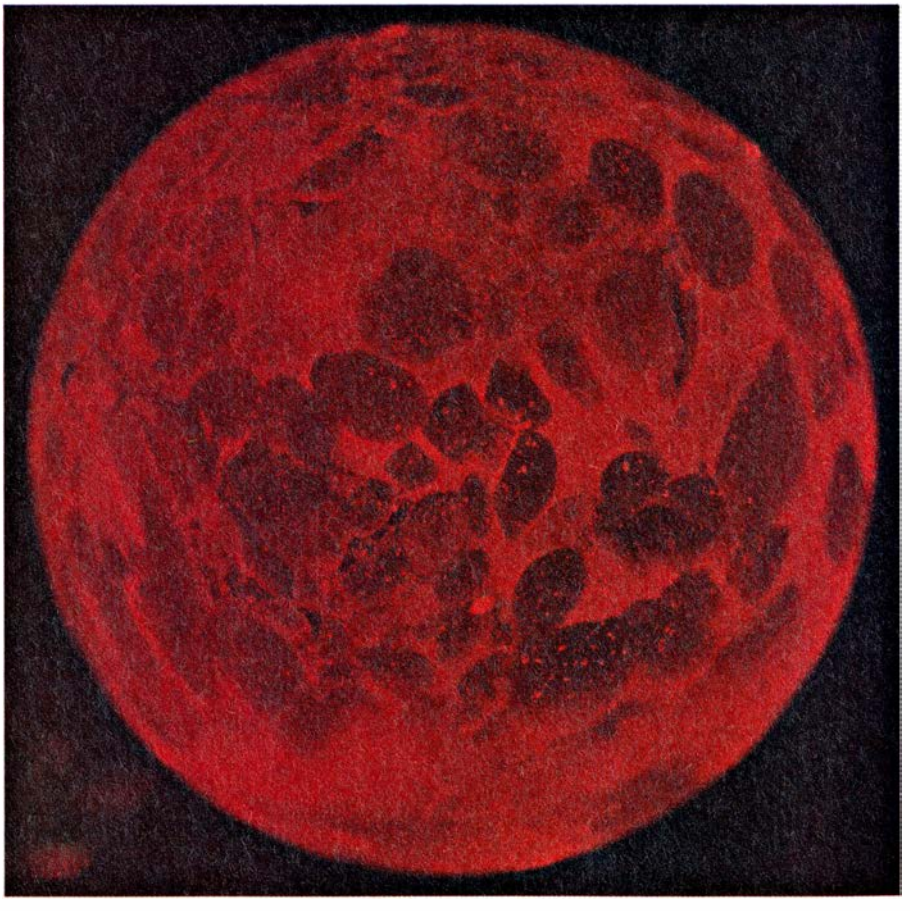
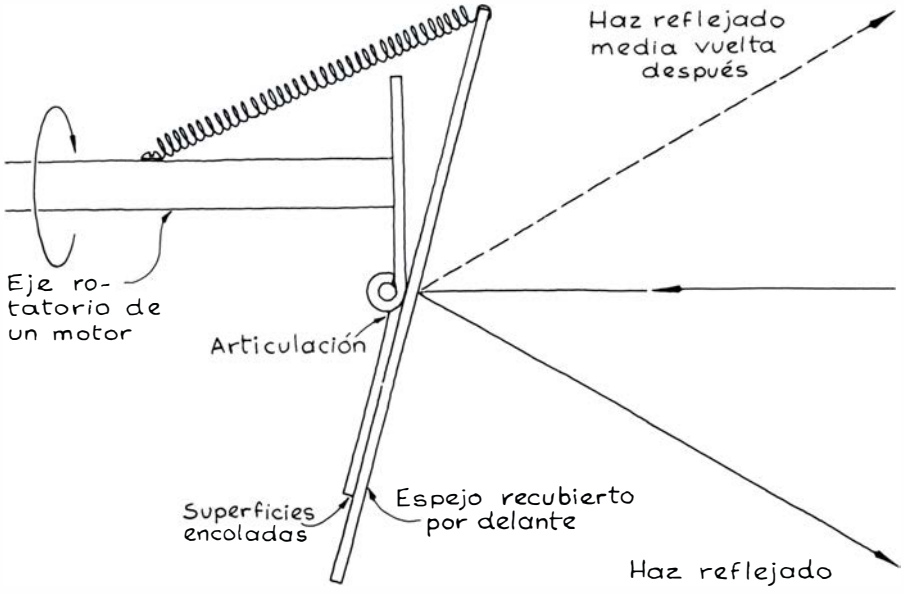
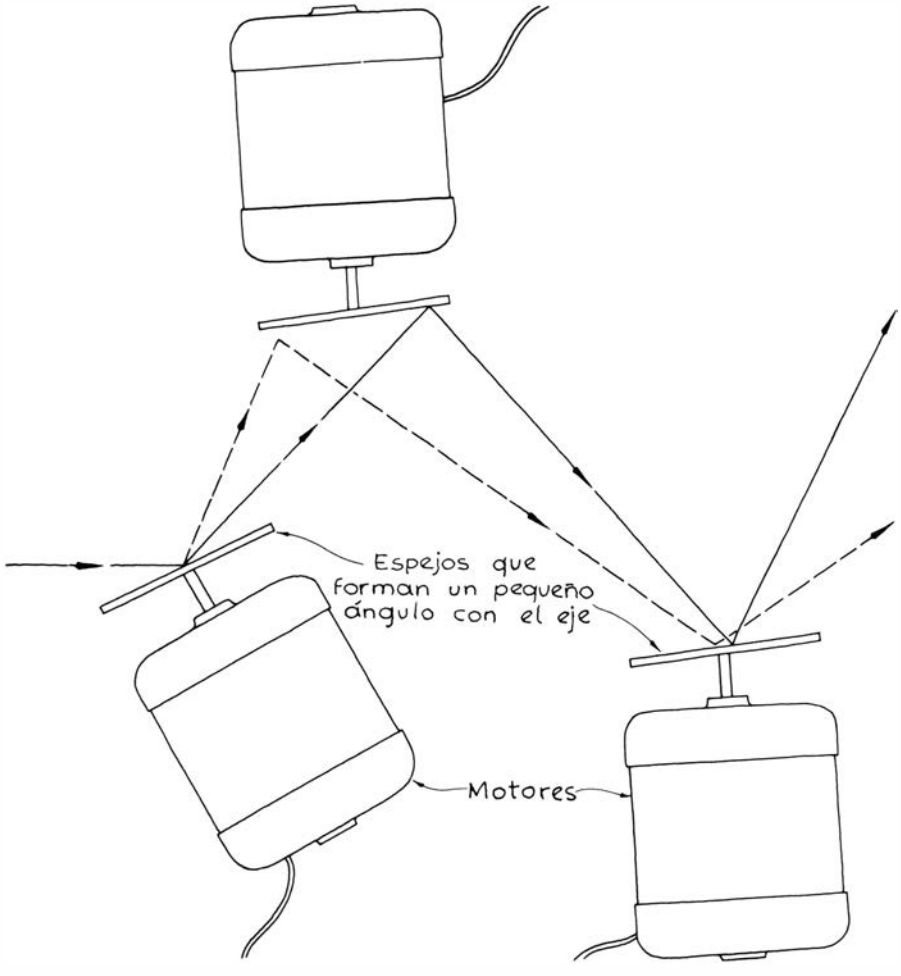


Figura formada a través de la esfera de vidrio de Christopher Heilman



Montaje de David Yoel para obtener un cono de luz

muchos rayos de luz como el que vi en el recital de rock. Además, en vez de interceptar el haz totalmente puede trabajarse con un disco de dientes reflectores y enviarse la luz reflejada a otro sistema óptico cada vez que los dientes pasen por el haz. También sugiere Benedict utilizar una varilla de vidrio giratoria con el eje longitudinal perpendicular al haz del láser; con este montaje, cuando la varilla entre en el haz ésta actuará de lente convexa y modificará la trayectoria del haz. Si la varilla girase entonces a gran velocidad, la persistencia del sistema visual haría que éste mantuviera la imagen percibida.



Dispositivo de tres espejos giratorios de Gary E. Tomlinson

He recibido muchas cartas por las que se me sugieren procedimientos para crear imágenes en una pantalla por reflexión de un haz. Tom Glanzman, de la Universidad de Duke, produce la reflexión del haz de un láser sobre la superficie del mercurio encapsulado en un recipiente y depositado junto a un altavoz, cuyas vibraciones hacen ondular la superficie del mercurio y con ello varía la reflexión del haz.

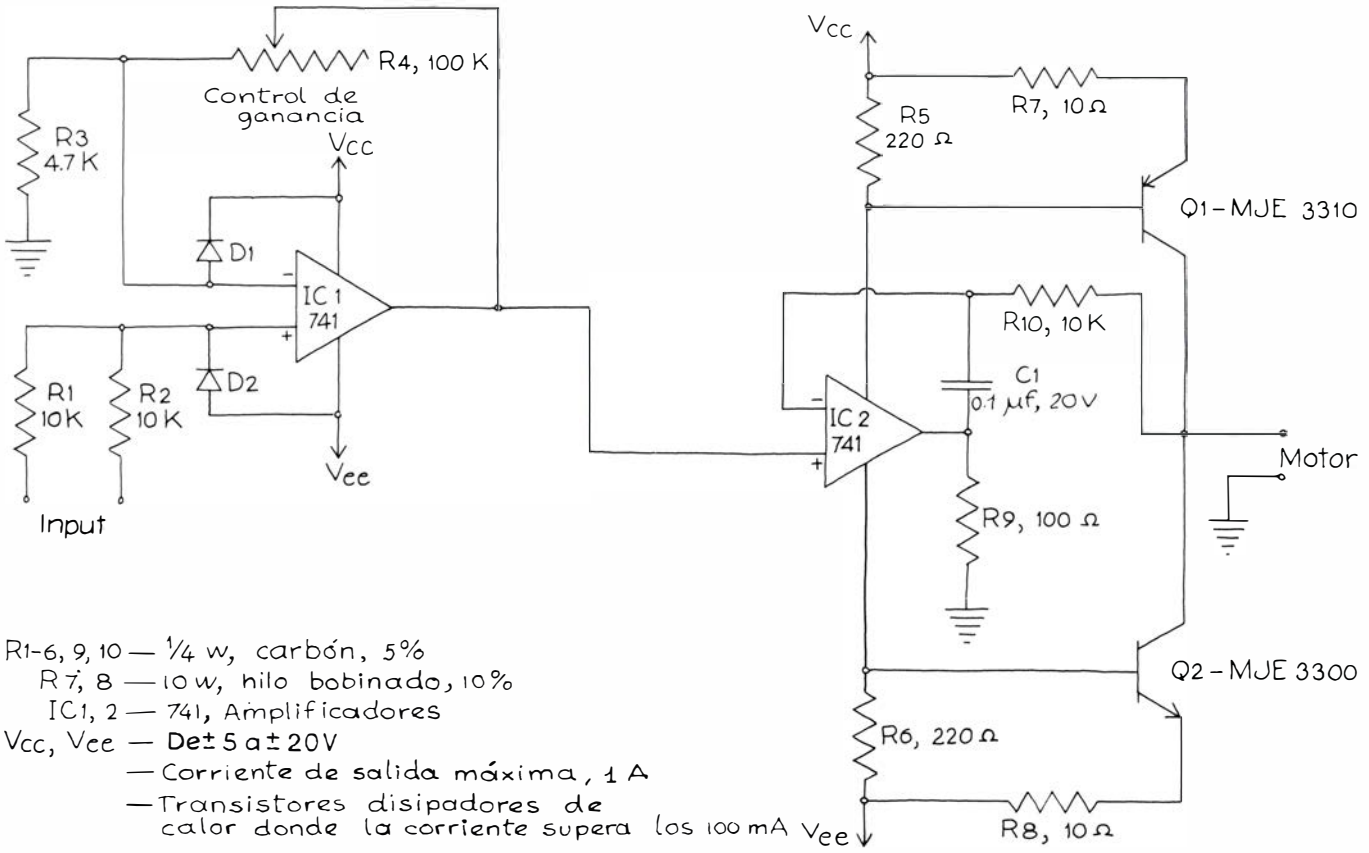
Robert J. Kearney, de la Universidad de Idaho, monta un espejito sobre una membrana de goma que a su vez fija a un altavoz de poco precio. La respuesta del altavoz, según afirma, es relativamente indiferente al grosor de la goma. El sistema puede ajustarse añadiendo pequeños contrapesos a la goma con el fin de regular la composición de sus vibraciones. (Los espejos que se empleen con láser deben tener metalizada la cara anterior y ser de buena calidad; de lo contrario el haz puede resultar dispersado en exceso.)

Una de las técnicas más interesantes es la procedente de Arthur Eisenkraft, de Ossining, New York, quien monta un espejo de poco peso en un altavoz valiéndose de un bucle de cinta adhesiva. El espejo puede moverse libremente en razón de la holgura del montaje. Jugando con la posición del espejo, Eisenkraft consigue que refleje el haz de un láser con la misma intensidad tanto en sentido vertical como horizontal. Sin este ajuste, el espejo reflejaría el haz preferentemente a lo largo de un solo eje de la pantalla, con lo que se tendrían figuras alargadas.

Eisenkraft centró su interés en las figuras que resultan cuando por el altavoz se reproducen discos de diferentes estilos. Así, con "Sgt. Pepper's Lonely Hearts Club Band", de los Beatles, obtuvo una mezcla de curvas de Lissajous puras y dibujos aleatorios. Es probable que las primeras estuvieran originadas por la música electrónica que los Beatles entrelazan en sus canciones.

Las mejores piezas para crear dibujos en la pantalla resultaron ser las grabaciones de música electrónica de Keith Emerson. En particular, Eisenkraft recomienda la suite *Karelia*, de Sibelius, que forma parte del álbum "Five-Bridge Suite", interpretado por Emerson y los Nice.

Con casi toda la música rock grabada por grupos europeos he conseguido buenos resultados. Por ejemplo, el grupo Tangerine Dream trabaja casi exclusivamente con sintetizadores, y cuando su música se reproduce a través del altavoz de dos espejos que les describí en octubre, en la pantalla aparecen unas curvas de Lissajous de efectos hipnoti-



Circuito de la fuente de alimentación del sistema de cinco espejos de Gregory Yob

zantes. El sistema de un solo altavoz que también les describí en octubre responde a la música electrónica únicamente en la gama de las bajas frecuencias.

Además de convertir la música electrónica en figuras que aparecen en una pantalla, la luz puede reconvertirse a su vez en sonido. Esto lo ha puesto de manifiesto Eisenkraft intercalando una fotocélula en el haz. La señal recogida por ésta pasa sucesivamente por un preamplificador, un amplificador y un altavoz, recuperándose así las señales electrónicas codificadas en la música original.

Los profesores que dispongan de un tanque de olas entre su material de enseñanza pueden montar espejos en la paleta generadora de olas. Hay también quien sugiere montar un espejo en el eje de un motor con el plano del espejo formando un pequeño ángulo con el eje. Al poner en marcha el motor, el espejo gira dando al haz la forma de un cono de luz. Y, si el haz se hace intermitente antes de que llegue al espejo, el efecto es similar al que produce el cono que contemplé en el concierto de Génesis. En la pantalla no se ve un dibujo descrito por un trazo continuo, sino puntos que parecen perseguirse mutuamente describiendo una trayectoria curva.

Gary E. Tomlinson, de Grand Rapids, Michigan, me ha expuesto un sistema como éste formado por tres espejos giratorios. Cada uno está encolado con una inclinación determinada al extremo de un eje. Ajustando el ángulo de inclinación de cada espejo y regulando la marcha de los motores, Tomlinson consigue crear círculos, elipses, estrellas, cuadrados y otras figuras sobre una pantalla.

Gregory Yob, de Palo Alto, California, ha construido un sistema de cinco motores con espejos inclinados montados sobre sus ejes. Los espejos los dispone de suerte que el menos inclinado sea el primero en reflejar el haz del láser, que va a parar a los demás espejos sucesivamente. En la ilustración superior se representa la fuente de alimentación de los motores, circuito que, según Yob, hace que los motores funcionen sincrónicamente.

Antes de que el haz llegue a la pantalla, se convierte de continuo a intermitente mediante un rodete provisto de 16 dientes triangulares. Este rodete está montado en un motor enlazado a un husillo. Por su parte, el motor está conectado a un potenciómetro de cursor de forma que a Yob le sea posible regular la velocidad del rodete, que está accionado por un motor provisto de reducción por engranajes. Empleando este montaje, Yob puede hacer variar los límites entre los cuales los dientes interceptan el haz. Entonces, cuanto más se introducen dentro del haz, tanto menor es el espacio que dejan para la transmisión: en la pantalla aparecen puntos. Pero si el haz es interceptado únicamente por las puntas de los dientes, aparecen rayas.

Yob ha ideado un dispositivo muy sencillo para modular la reflexión del haz de un láser utilizando la mano o la voz propia. A tal fin, dispone el láser verticalmente dentro de un pedestal con trípode, cuya cara superior es un cuadrado de unos quince centímetros de lado. El haz del láser sale a través de un agujero existente en el centro de dicha superficie. El operador queda así también protegido del haz vertical.

Para interceptar el haz, Yob unió un espejo de poco peso a un trozo de goma extendida sobre una lata de zumo de frutas. Le valía la goma fabricada para hacer globos; el espejo tenía el frente recubierto de aluminio. Se deja abierto el otro lado de la lata. Para dirigir el haz, Yob mueve la lata dentro del haz, o bien habla por el lado abierto de la lata haciendo así que el espejo vibre. También puede colocar plástico grabado sobre la parte superior del alojamiento del láser; moviendo entonces el plástico dentro del haz se crean las imágenes de las que traté en mi artículo de octubre. Yob afirma que pueden conseguirse buenas figuras con un tipo de vi-

drio de color conocido como craquelado alemán transparente.

Abid Tanovic, de Venice, California, me detallaba cómo usaba un prisma basculante para modificar la trayectoria del haz y crear interesantes figuras en una pantalla. Todo rayo luminoso que penetre por una cara inclinada de un prisma basculante paralelamente al lado mayor se refracta hacia éste, se refleja en él y sale del prisma por la otra cara inclinada viajando en la dirección original. En el lado mayor la reflexión es total, lo que significa que, debido al ángulo bajo el cual el rayo incide sobre dicha cara en combinación con el valor del índice de refracción del vidrio en dicho lugar, no puede refractarse luz alguna hacia el exterior del prisma.

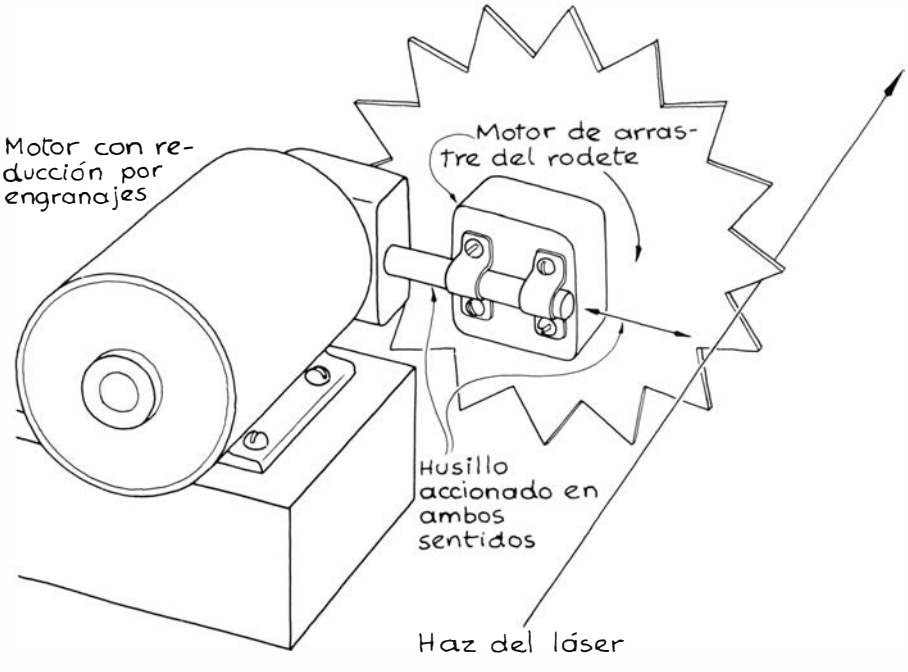
Si el prisma se hace girar en torno al eje de la luz incidente, la imagen gira el doble. Por ejemplo, mirando a través del prisma paralelamente a su lado mayor mientras se le hace girar 180 grados en torno a la visual, la escena que se ve a través del prisma girará 360 grados. Tanovic incorpora este efecto a su montaje instalando un prisma basculante dentro de un tubo que fija sobre cojinetes. A este tubo se le hace girar muy rápidamente mediante una correa enlazada a un motor. De acuerdo con su misiva, el prisma podría montarse en el centro del tubo y el motor habría de tener una velocidad variable entre 800 revoluciones por minuto y cero a intervalos regulados.

Si a través del prisma giratorio se envía el haz de un láser, éste forma un círculo en la pantalla. El tamaño de este círculo depende parcialmente de la distancia al centro de rotación del punto por el que el haz penetró en el prisma, de suerte que cuanto menor es dicha distancia tanto menor es el círculo. También depende del ángulo bajo el que el haz penetra en el prisma. Para conseguir en la pantalla dibujos más interesantes, Tanovic coloca en la proximidad del prisma rejillas de difracción, lentes de Fresnel, vidrio esmerilado, plástico conformado o cualquier otra cosa de las que les he descrito. Las imágenes conseguidas fascinan a quienes las ven formarse, girar, dilatarse y contraerse. Con un láser pulsante, o con su haz modulado intermitentemente, las imágenes de la pantalla se encuentran en un círculo y cada una de las imágenes sucesivas tiene una orientación distinta.

La luz que emplea Tanovic para sus exhibiciones procede de un láser de criptón que emite azul, verde, amarillo y rojo. Al objeto de separar los colores, empieza enviando el haz a través de un prisma regular. Los colores van a parar a distintos lugares de un espejo montado en un altavoz vibratorio. Seguidamente, la luz atraviesa el prisma basculante giratorio y prosigue hacia la pantalla, donde aparecen los colores ordenados según el espectro desde el centro hacia la periferia. Disponiendo adecuadamente los componentes ópticos, puede hacer que el color del centro sea el azul o el rojo.

Los procedimientos que les he descrito son sólo unos cuantos de los muchos posibles que pueden adoptarse para un espectáculo con luz láser. Para hacer visible el haz, la nieve carbónica y el humo de una explosión pueden sustituirse por aceite arrojado con un pulverizador. Si se hace así, hay que tener cuidado en no mancharse ni dañar nada. Yo ya he estropeado una pantalla por descuido. Un haz de láser también da origen a figuras de interferencia cuando atraviesa un fluido viscoso que se mezcla por calentamiento. Entonces, al encontrar la luz índices de refracción variables dentro del fluido, el haz se interfiere consigo mismo y proyecta en una pantalla unas magníficas figuras de interferencia.

Cuando un haz de láser cruza un material plástico que se está fundiendo lentamente se desarrollan unas figuras de interferencia intrigantes. En algunos espectáculos comerciales con luz láser se emplean plásticos que el propio haz del láser funde; para este efecto se necesita más potencia de la que habitualmente tienen los láseres de aficionado. Por último, el espectáculo en su totalidad puede comandarse mediante un ordenador casero, programado para que actúe sobre los dispositivos ópticos al compás de la música de un magnetófono.



Montaje de Yob para modular un haz

En febrero de 1980 les describí un conjunto de experimentos relativos a la salsa bearnesa, que es una mezcla emulsionada caliente que se sirve con algunas comidas. Fundamentalmente esta salsa se compone de vinagre, vino, yemas de huevo y mantequilla diluidos. Según mi propia experiencia, se trata de un salsa de preparación sumamente frustrante por culpa de su tendencia a cuajarse, lo que suele ocurrirme precisamente cuando la estoy sirviendo a algún invitado. Recordarán que entonces planteé tres preguntas. ¿Cuáles son los factores que estabilizan la salsa haciendo que permanezca tersa y apetitosa? ¿Cuáles son los factores que producen la floculación de las gotitas de la mantequilla de la salsa, es decir, de la coalescencia de ésta en charquitos muy poco apetecibles? Y si la salsa se estropea así, ¿qué puede hacer el cocinero para recuperarla? Colleen Kelly, Rachel Kleinman, Karen Mehlman y Craig Deutsche, de Los Angeles, me han escrito acerca de las experiencias que han efectuado para responder a esas preguntas.

Las respuestas que yo les ofrecí no eran definitivas, ya que los conocimientos actuales sobre la física y química de la salsa son fragmentarios. Para describir la interacción de las bolitas de mantequilla con el mecanismo del fracaso de la salsa se han propuesto dos modelos. En uno de ellos se contempla cada bolita como si estuviera recubierta de cargas eléctricas negativas y se encontrara rodeada de una "atmósfera" de

cargas positivas. Luego, cuando dos bolitas se aproximan una a la otra, se repelen entre sí porque sus atmósferas tienen cargas del mismo signo. Si en las bolitas y en sus atmósferas hay carga suficiente no floclarán fácilmente. En este caso, se dice que la salsa es estable.

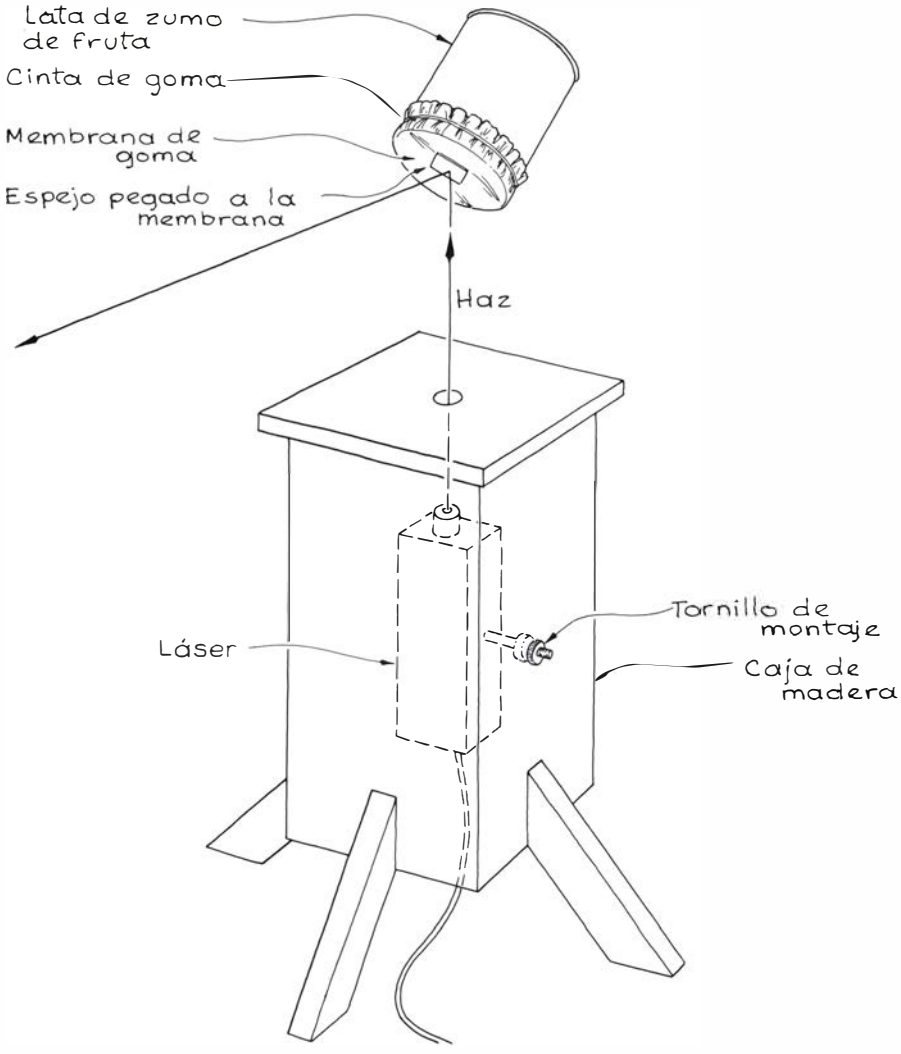
En el otro modelo, las bolitas se contemplan como si estuvieran recubiertas de lecitina procedente de la yema de los huevos. Las moléculas de lecitina se orientan todas con su extremo lipófilo hacia el interior de la bolita de mantequilla y su extremo hidrófilo apuntando hacia el exterior. Este último atrapa agua de la solución circundante, en virtud de lo cual las bolitas de mantequilla se cubren de una capa protectora de moléculas de agua. Así, las bolitas de mantequilla que habrían tenido tendencia a flocular no pueden hacerlo a causa de esta capa protectora.

Según el primer modelo, la salsa se malogra si la carga existente en las bolitas de mantequilla es demasiado baja. Cuando las bolitas chocan, coalescen y acaban formando una sola masa de mantequilla. En el otro modelo sobreviene el fracaso si las bolitas carecen de lecitina suficiente, pues entonces no tienen la capa protectora de agua necesaria para evitar la coalescencia.

A medida que el huevo "envejece", la lecitina se desintegra, reduciéndose la proporción de ésta respecto al colesterol. Por tanto, como la lecitina es emulsionante para las bolitas de mantequilla en agua y el colesterol es emulsionante para las gotitas de agua en mantequilla, un huevo que ya tenga días puede que no proporcione la lecitina necesaria para estabilizar la salsa, aunque quizá contenga el colesterol capaz de echarla a perder.

Las estudiantes que me han expuesto sus trabajos se ocuparon del papel que cumplen en la salsa las yemas de huevo. Mantuvieron éstas en un refrigerador, desprovistas de cáscara, durante cuatro días. Mehlman consiguió con éxito una salsa de vinagre, zumo de limón, crema y yemas de huevo. Una vez preparada la salsa, añadió una cucharadita y media de colesterol de calidad laboratorio a un tercio de copa de salsa. Aunque la mezcla floculó, recuperó su tersura agitándola vigorosamente. Parece evidente que el colesterol adicional destruyó la emulsión de la salsa. (Las cucharas son del tamaño de las usadas en los servicios de té o café.)

Kleinman hizo dos platos de salsa con yemas de huevo, zumo de limón y mantequilla sin salar. Para el primero usó huevos frescos y la salsa resultó tersa y estable. Para el segundo esperó a que los huevos tuvieran una semana y la salsa floculó. Añadió entonces una cucharada de lecitina líquida y, después de agitar, la salsa se recuperó. La lecitina puede obtenerse en las tiendas de alimentos dietéticos.



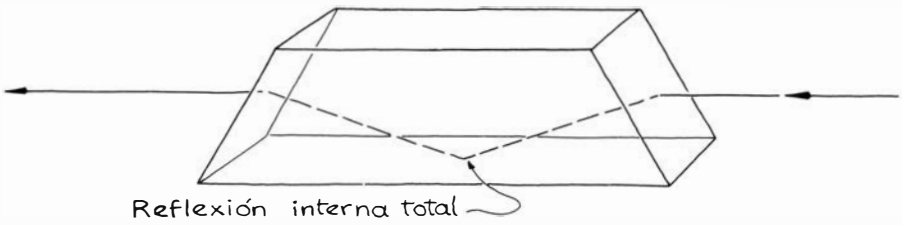
Alojamiento del láser de Yob

Dejó la mitad del plato a modo de control experimental. Añadió a la otra mitad dos cucharaditas de colesterol y floculó. Estos resultados parecen apoyar la hipótesis de que la lecitina es un agente estabilizador y el colesterol un agente desestabilizador. Con todo, esta salsa es impredictible, pues cuando Kleinman preparó un tercer plato y le añadió varias cucharaditas de colesterol, la salsa se espesó pero no floculó.

Kelly preparó una salsa con yemas de huevo, vinagre de vino tinto y margarina. Al añadirle varias cucharaditas de colesterol la salsa floculó; recuperó la tersura cuando le añadió, agitando, lecitina líquida. Para otro cuenco de salsa empleó huevos que había mantenido guardados durante seis días; la salsa no se mantuvo estable hasta que le hubo agregado varias cucharaditas de lecitina.

Además, ensayaron con las salsas para detectar algún efecto de la carga eléctrica sobre las gotitas de mantequilla. Si la salsa es estable en virtud de las atmósferas cargadas que rodean cada gotita, los iones liberados por las sales inorgánicas pueden llegar a neutralizar suficientemente la carga de las atmósferas para que las gotitas floculen. En algunos casos, las sales que liberan iones polivalentes deben favorecer la floculación más que las sales que liberan iones monovalentes.

Prepararon también muestras de salsa a las que añadieron distintas cantidades de cloruro sódico, cloruro magnésico, cloruro de aluminio, cloruro férrico, sulfato sódico y ortofosfato sódico ($NaCl$, $MgCl_2$, $AlCl_3$, $FeCl_3$, Na_2SO_4 y Na_3PO_4). No resultó nada interpretable. La salsa no manifestó tendencia alguna al aumento de floculación cuando la sal liberaba iones polivalentes. Hacen notar los estudiantes que con distintas recetas pueden obtenerse distintos resultados al añadir una sal y concluyen que la estabilización de una salsa bearnesa se debe, probablemente, a



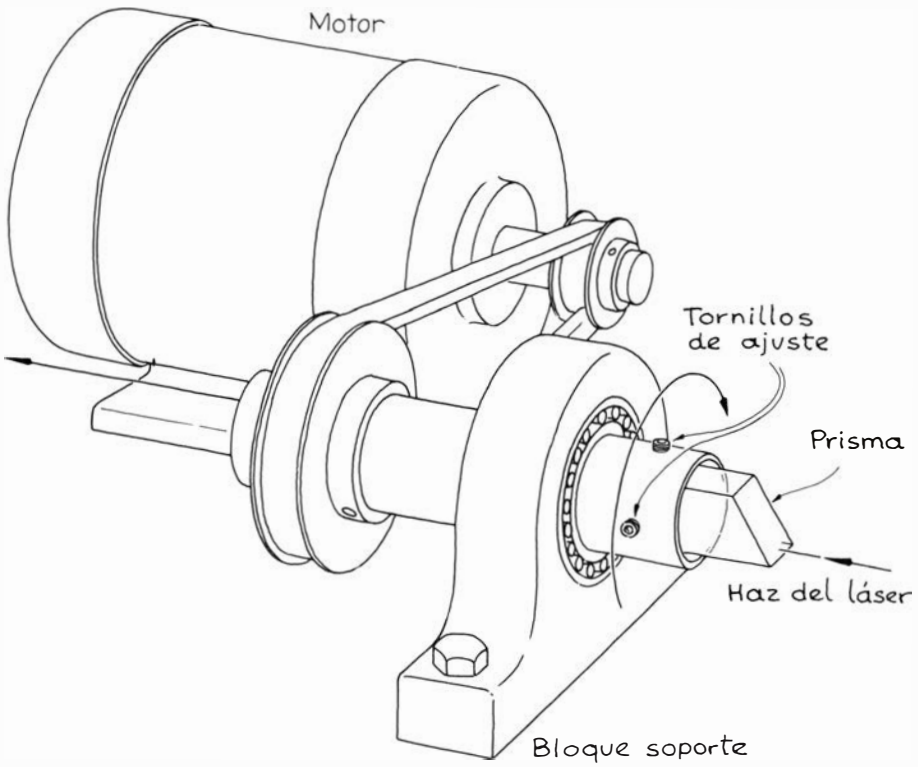
Efecto de un prisma basculante sobre el haz de un láser

la lecitina más que a la atmósfera cargada.

También he tenido noticias de Madeleine Kamman, chef profesional, profesora de cocina y autora del libro *The Making of a Cook*, uno de los pocos libros de cocina científicamente orientados. Muy finamente me ha llamado a capítulo acerca de mi disección de las salsas estropeadas. "La cosa está en que Vds. los científicos son muy graciosos queriendo que todo sea ciencia y esa salsa es muy veleidosa." Bueno, de acuerdo, pero su propio procedimiento tiene poco de acientífico.

El secreto de Kamman para estabilizar una salsa bearnesa durante un intervalo de unas cuatro horas, necesario en un restaurante, es preparar una infusión inicial que sea más líquida de lo habitual. Esta salsa se introduce en un perol que, a su vez, se introduce en otro que contenga agua a unos 55 grados Celsius, con el fin de mantenerla caliente. Entonces, mientras el líquido se evapora, la salsa se espesa y un cocinero experto ha de saber exactamente cuándo hay que retirarla del perol calentador antes de que la mantequilla comience a separarse en una capa. En ese momento se bate sobre la salsa una pizca de agua salada a unos 45 grados Celsius, según Kamman, al objeto de reducir la acidez que se forma durante la evaporación. En parte, esta adición de agua salada se hace también a efectos de sabor. Por otra parte, ello puede ser necesario no sólo por el sabor sino también para romper las gotitas de mantequilla que hayan floculado durante el largo tiempo de reposo.

Personalmente opino que la floculación es menos probable en la infusión inicial a causa de que el agua extra hace que los choques entre gotitas de mantequilla sean menos frecuentes. A medida que el agua se evapora, la floculación se hace más probable y, además, puede variar la distribución de carga dentro de la salsa. El batido y la adición de agua serán necesarios para invertir la floculación y para hacer que los choques de las gotitas de mantequilla sean menos probables.



Diseño de Abid Tanovic para montaje de un prisma basculante

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

RACCHI (PERU), UN ENIGMA ARQUEOLOGICO

ART DES INCAS. Catalogue de l'Exposition J. L. au Palais du Trocadero. Musée d'Ethnographie, París; junio-octubre, 1933.

ARQUITECTURA INKA. Graziano Gasparini y Luise Margolies. Centro de investigaciones históricas y estéticas. Universidad Central de Venezuela. Caracas, 1977.

MITO, LEYENDA, TERGIVERSACION EN TORNO A CACHA Y EL "TEMPLO" DE RACCHI. Manuel Ballesteros Gaibrois en *Historia y Cultura,* n.º 12. Revista del Museo Nacional de Historia. Lima, 1979.

SUPERVIVENCIAS DEL "AYLLU" ANDINO Y SUS CARACTERISTICAS (COMARCA DE EL CUZCO). Manuel Ballesteros Gaibrois y M.ª del Carmen Martín Rubio en *Revista de la Universidad Complutense.* Madrid, 1980.

VIROIDES

STRUCTURE AND FUNCTION OF VIROIDS. H. L. Sänger en *Slow Transmissible Diseases of the Nervous System,* dirigido por Stanley B. Prusiner y William J. Hadlow. Academic Press, 1979.

VIROIDS AND VIROID DISEASES. T. O. Diener, John Wiley & Sons, Inc., 1979.

VIROIDS: A CLASS OF SUBVIRAL PATHOGENS. H. J. Gross y D. Riesner en *Angewandte Chemie: International Edition in English,* vol. 19, n.º 4, págs. 231-243; abril, 1980.

EL CORAZON ARTIFICIAL

THE FIRST MECHANICAL HEART TRANSPLANT: INFORMED CONSENT AND EXPERIMENTATION. William J. Curran en *The New England Journal of Medicine,* vol. 291, n.º 19, págs. 1015-1016; 7 de noviembre de 1974.

CRITERIA FOR HUMAN TOTAL ARTIFICIAL HEART IMPLANTATION BASED ON STEADY STATE ANIMAL DATA. R. K. Jarvik, D. B. Olsen, T. R. Kessler, J. Lawson, J. English y W. J. Kolff en *Transactions of the American Society for Artificial Internal Organs,* vol. 23, págs. 535-542; 1977.

ASSISTED CIRCULATION. Dirigido por Felix Unger. Springer-Verlag, 1979.

TRANSIENT AND PERMANENT PROBLEMS ASSOCIATED WITH THE TOTAL ARTIFICIAL HEART IMPLANTATION. T. Murakami, K. Ozawa, H. Harasaki, G. Jacobs, R. Kiraly y Y. Nosé en *Transactions of the American Society for Artificial Internal Organs,* vol. 25, págs. 239-248; 1979.

LA GALAXIA DE ANDROMEDA

A RADIO CONTINUUM SURVEY OF M31 AT 2695 MHZ, I: OBSERVATIONS; COMPARISON OF RADIO CONTINUUM DATA. Elly M. Berkhuijsen y R. Wielebinski en *Astronomy and Astrophysics,* vol. 34, n.º 2, págs. 173-179; agosto, 1974.

THE OPEN STAR CLUSTERS OF M31 AND ITS SPIRAL STRUCTURE. Paul W. Hodge en *The Astronomical Journal,* vol. 84, n.º 6, págs. 744-751; junio, 1979.

STUDIES OF LUMINOUS STARS IN NEARBY GALAXIES, IV: BAADE'S FIELD IV IN M31. Roberta M. Humphreys en *The Astrophysical Journal,* vol. 234, n.º 3, 1.ª parte, págs. 854-860; 15 de diciembre de 1979.

LOS RECURSOS GENETICOS DEL TRIGO SILVESTRE

HYBRIDIZATION BETWEEN AMPHIDIPLOIDS AND THE EVOLUTION OF POLYPLOIDS IN THE WHEAT (*AEGILOPS-TRITICUM*) GROUP. Daniel Zohary y Moshe Feldman en *Evolution,* vol. 16, págs. 44-61; 1962.

INTERSPECIFIC RELATIONSHIP IN *TRITICUM* AND *AEGILOPS*. Hitoshi Kihara en *Seiken Zihô (Informe del Instituto Kihara de Investigaciones Biológicas),* n.º 15, págs. 1-12; 1963.

THE WHEATS AND THEIR RELATIVES. E. R. Sears en *Handbook of Genetics,* dirigido por Robert C. King. Plenum Press, 1975.

EL PROBLEMA CUERPO-MENTE

RES COGITANS: AN ESSAY IN RATIONAL PSYCHOLOGY. Zeno Vendler. Cornell University Press, 1972.

THE LANGUAGE OF THOUGHT. Jerry A. Fodor, Thomas Y. Crowell Co., 1975.

MIND, LANGUAGE AND REALITY: PHILOSOPHICAL PAPERS, vol. 2. Hilary Putnam. Cambridge University Press, 1975.

READINGS IN PHILOSOPHY OF PSYCHOLOGY, vol. 1. Dirigido por N. Block. Harvard University Press, 1980.

GELES

SPECTRUM OF LIGHT SCATTERED FROM A VISCOELASTIC GEL. Toyoichi Tanaka, Lon O. Hocker y George B. Benedek en *The Journal of Chemical Physics,* vol. 59, n.º 9, págs. 5151-5159; 1 de noviembre de 1973.

CRITICAL BEHAVIOR OF DENSITY FLUCTUATIONS IN GELS. Toyoichi Tanaka, Shin'ichi Ishiwata y Coe Ishimoto en *Physical Review Letters,* vol. 38, n.º 14, págs. 771-774; 4 de abril de 1977.

COLLAPSE OF GELS AND THE CRITICAL ENDPOINT. Toyoichi Tanaka en *Physical Review Letters,* vol. 40, n.º 12, págs. 820-823; 20 de marzo de 1978.

PHASE TRANSITIONS IN IONIC GELS. Toyoichi Tanaka, David J. Fillmore, Izumi Nishio, Shao-Tang Sun, Gerald Swislow y Arati Shah en *Physical Review Letters,* vol. 45, n.º 20, págs. 1636-1645; 17 de noviembre de 1980.

HISTORIA PARALELA DEL TELEFONO

BELL: ALEXANDER GRAHAM BELL AND THE CONQUEST OF SOLITUDE. Robert V. Bruce. Little, Brown and Company, 1973.

ELISHA GRAY AND THE TELEPHONE: ON THE DISADVANTAGES OF BEING AN EXPERT. David A. Hounshell en *Technology and Culture,* vol. 16, n.º 2, págs. 133-161; abril, 1975.

BELL AND GRAY: CONTRASTS IN STYLE, POLITICS, AND ETTIQUETE. David A. Hounshell en *Proceedings of the IEEE,* vol. 64, n.º 9, págs. 1305-1314; septiembre, 1976.

TALLER Y LABORATORIO

FUNDAMENTALS OF OPTICS. Francis A. Jenkins y Harvey E. White. McGraw-Hill Book Company, 1976.

A MATRIARCHAL SOCIETY: SAUCES. Madeleine Kamman en *The Making of a Cook.* Atheneum Press, 1978.

LASER ART & OPTICAL TRANSFORMS. T. Kallard. Optosonic Press, 1979.

LASERS. En *Light and Its Uses: Making and Using Lasers, Holograms, Interferometers, and Instruments of Dispersion.* Con introducciones de Jearl Walker, W. H. Freeman and Company, 1980.

Taller y laboratorio

Sam Epstein al habla: de cómo detectar metales en el aire, líquidos o sólidos por métodos de aficionado

Jearl Walker

Siguiendo los mismos procedimientos usuales en varios controles de contaminación, no es difícil para los aficionados detectar, en múltiples muestras, trazas metálicas del orden de la millonésima de gramo. Sam Epstein, químico de la planta de tratamiento Hyperion de Los Angeles, me ha descrito un procedimiento que él llama ensayo de manchas. Este procedimiento, que no precisa de instalaciones complicadas, puede utilizarse para detectar la presencia de prácticamente cualquier metal en muestras de aleaciones, minerales, agua y aire.

A modo de ejemplos, Epstein me ha descrito cómo detectar cobre, hierro y níquel. El primer paso es preparar soluciones testigo de cada uno de los metales. (Por regla general, el experimentador no disfrutará de la ventaja de saber lo que hay en la muestra a ensayar.) La solución de cobre se prepara disolviendo sulfato de cobre ($CuSO_4 \cdot 5H_2O$) en unos 10 mililitros de agua destilada que contenga una gota de ácido clorhídrico concentrado. Este es necesario para evitar que el metal forme hidróxidos insolubles que bloqueen su participación en las reacciones químicas durante la marcha del ensayo. Las soluciones testigo del hierro y del níquel se preparan con sulfato de níquel ($NiSO_4 \cdot 6H_2O$) y cloruro férrico ($FeCl_3$).

Una solución probeta puede prepararse también disolviendo 0,1 gramos, o menos, del metal en 10 mililitros de una mezcla templada obtenida añadiendo 2,5 mililitros de ácido clorhídrico a 7,5 mililitros de agua destilada. (Se procederá siempre añadiendo lentamente el ácido sobre el agua; nunca el agua sobre el ácido. Cuando se trabaje con ácidos y bases, se llevarán siempre gafas protectoras y se trabajará en una zona bien ventilada o bajo una campana de laboratorio. En este artículo, siempre que mencionemos agua, se entenderá que es agua destilada.) A las soluciones de hierro y cobre deben añadirse unas cuantas gotas de peróxido de hidrógeno al 3 por ciento (calidad antiséptica). En la solución de cobre, el peróxido reacciona con el ácido clorhídrico formando cloro gaseoso, necesario para disolver el cobre en el ácido. En la otra solución pasa el hierro al estado férrico que se necesita para el ensayo.

Para preparar una solución de níquel se sumerge dentro del ácido un objeto recubierto de níquel durante el tiempo suficiente para eliminar la capa delgada de níquel. Puede valer un tornillo recubierto de níquel. Quizá haya que verter también una o dos gotas de peróxido. Como paso final, se hierve poco a poco cada solución para eliminar los restos de peróxido y de cloro.

Para que sirvan como indicadores de los metales hay que preparar otro grupo de soluciones. El reactivo indicador del níquel es dimetilglioxima (DMG), del que se prepara una solución añadiendo un gramo de DMG sólida a unos 100 mililitros de alcohol de friegas templado. Este reactivo se agita bien, hasta asegurarse de que la solución está saturada. El indicador para el cobre y para el ion férrico es, en ambos casos, ferrocianuro potásico ($K_4Fe(CN)_6$) al 1 por ciento; éste se obtiene disolviendo un gramo del sólido en 100 mililitros de agua.

Así demuestra Epstein la detección del níquel: pone una gota de la solución de níquel en un trozo de papel de filtro; luego, mantiene este trozo de papel sobre la boca de una botella abierta de hidróxido amónico concentrado, operación corrientemente conocida como exposición a vapores; a continuación, vierte una gota de la solución de DMG en el mismo lugar del papel. Segundos más tarde aparece una mancha escarlata brillante, que delata la presencia de níquel.

Para revelar la presencia de cobre o hierro, se sigue un procedimiento similar. Se prepara el papel añadiéndole una gota de la solución de cobre o de hierro. Luego se añade una gota de ferrocianuro, con lo que la mancha se vuelve verde azulada si hay iones férricos presentes y, marrón rojiza, si hay cobre.

El ensayo puede efectuarse sobre una "placa de manchas" en lugar de papel. Esta placa es una bandeja plana de porcelana pulida, dotada de pequeñas depresiones circulares, en una de las cuales se coloca una gota de la solución testigo, seguida de una gota del reactivo indicador. Los compuestos coloreados que delatan la presencia de los metales aparecen casi en seguida.

Si es níquel lo que se busca, deberá añadirse además una gota de hidróxido amónico al 50 por ciento y agitar la mezcla con una varilla de vidrio o plástico. Se añade luego una gota testigo de DMG y vuelve a agitarse la mezcla. Si la solución a prueba contiene níquel, se precipitará níquel DMG, que es rojo, revelando que la solución contiene níquel entre sus componentes.

Para poner de manifiesto la sensibilidad de su procedimiento, Epstein diluye las soluciones testigo repetidamente, añadiendo cada vez cinco mililitros de agua a cinco mililitros de la solución testigo; agrega otra gota de ácido clorhídrico cada tres diluciones. Según afirma, los colores chivatos siguen siendo detectables después incluso de gran número de diluciones.

Una muestra recogida del medio ambiente puede contener varios metales. Quizá no baste con una sola prueba, si el reactivo indicador revela más de un metal. Por ejemplo, el ferrocianuro delata tanto al cobre como al hierro y, si en la muestra están ambos presentes, en el ensayo aparecerán dos compuestos coloreados, confundiéndose los resultados.

Al objeto de obviar ese tipo de interferencia se han desarrollado varias técnicas. Para la mayoría de los metales se dispone de varios reactivos colorantes. A través de la experimentación podremos aislar un reactivo que reaccione con uno solo de los metales presentes en la solución. Por ejemplo, el cobre

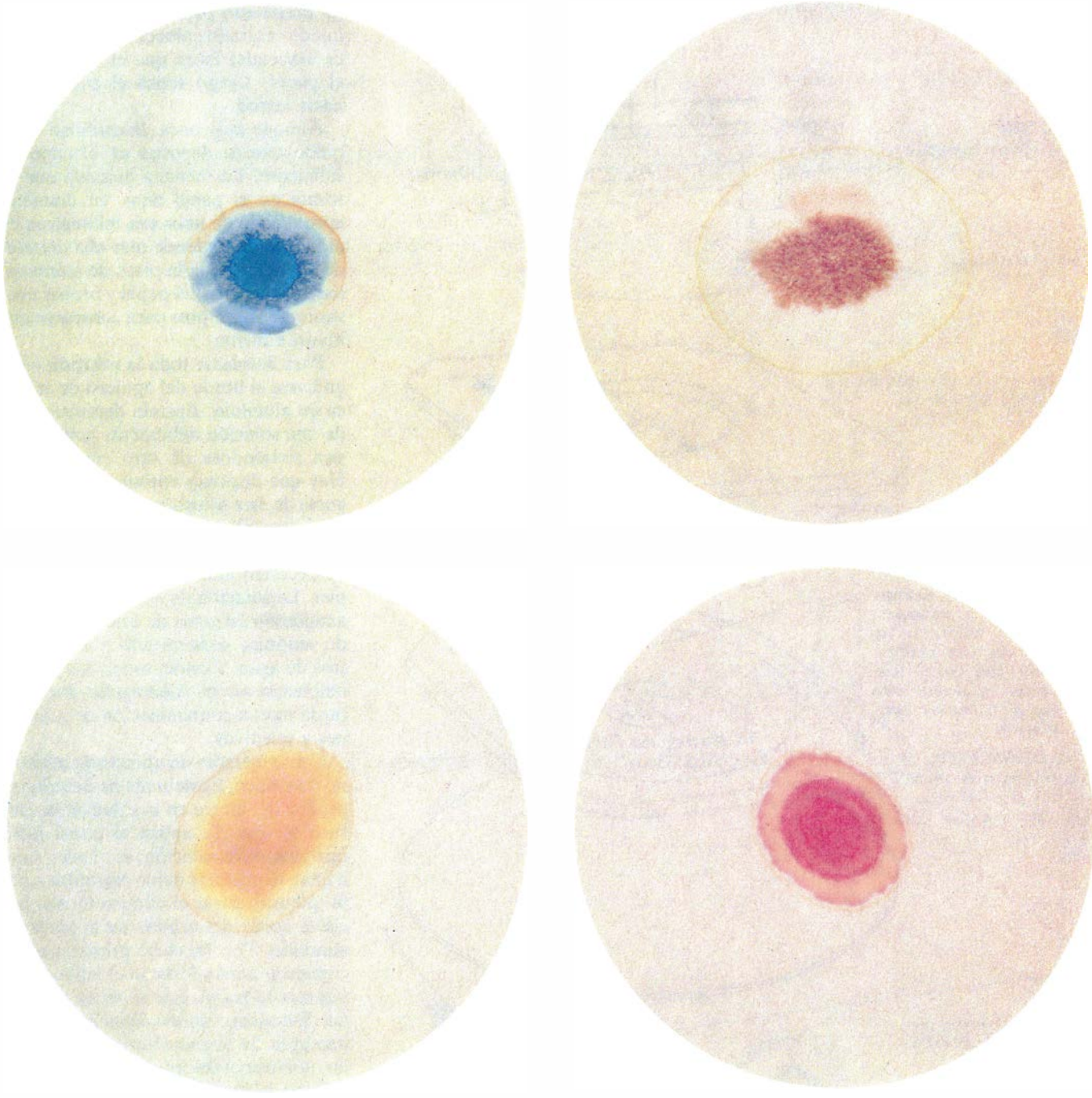
puede detectarse en presencia del ion férrico si se emplea para el cobre un reactivo indicador que no sea ferrocianuro.

Otra vía (llamada de enmascaramiento) de eliminar la interferencia consiste en añadir a la solución testigo un compuesto químico que se combine con uno de los metales, impidiendo que éste reaccione con el reactivo indicador, y dejando al otro sólo para la reacción. Con una muestra del medio ambiente desconocida habrá que repetir los intentos hasta dar con el reactivo adecuado.

A veces, podremos alterar el *p*H de la gota a ensayar para facilitar la detección de dos metales en la misma muestra. Así, el níquel y el paladio reaccionan los dos con la DMG. El níquel produce una sustancia escarlata, pero únicamente en solución básica, y el paladio una sustancia amarilla, pero sólo en solución ácida. Cuando se sospeche de la presencia de ambos metales en la muestra, se introduce hidróxido amónico a fin de asegurarse que no es ácida. Entonces, al añadir DMG, una sustancia escarlata indicará la presencia de níquel. Al añadir luego ácido clorhídrico a la gota, desaparecerá el color escarlata y el paladio se combinará con la DMG para dar una sustancia amarilla.

Hay un procedimiento diferente para eliminar la interferencia de colores que hace uso de un sencillo dispositivo llamado horno de anillos. El procedimiento en cuestión permite detectar varios metales a la vez y aumenta, además, la sensibilidd del ensayo. Sobre un hornillo eléctrico se coloca una placa metálica plana con un agujero en el centro.

Encima del agujero se pone un papel filtro en el que se han depositado algu-



Ensayo de manchas de Sam Epstein. En sentido horario, empezando por arriba, a la izquierda: hierro, cobre, níquel y paladio

nas gotas de la solución. El líquido se extiende luego por el papel hacia el borde del agujero, donde el disolvente y las demás sustancias volátiles se evaporan dejando un delgado anillo formado por los sólidos de la disolución. Luego, se añade gota a gota un disolvente de arrastre que lleve toda la solución testigo hacia el anillo. Este sistema de detección es más sensible que los otros que les he descrito, porque todas las sustancias disueltas se concentran en el anillo. Finalmente, cuando se ha secado el papel filtro, éste se corta en sectores donde pueden detectarse por separado los distintos metales por la técnica del papel filtro.

El horno de anillos de Epstein se compone de tres partes: un hornillo eléctrico, una placa de aluminio con un orificio y una guía mediante la cual se centra un cuentagotas que debe depositar gotas de solución o de reactivo. Se coloca la placa de aluminio sobre el hornillo y, sobre el agujero, un papel filtro. La placa de aluminio posee dos tornillos de latón que le sirven a Epstein para ajustar la guía del cuentagotas en posición encima del papel. El líquido se deposita sobre el papel a través de un cuentagotas sanitario inserto en la guía y, como ésta se halla inmóvil, las gotas van cayendo una tras otra en el mismo punto del papel.

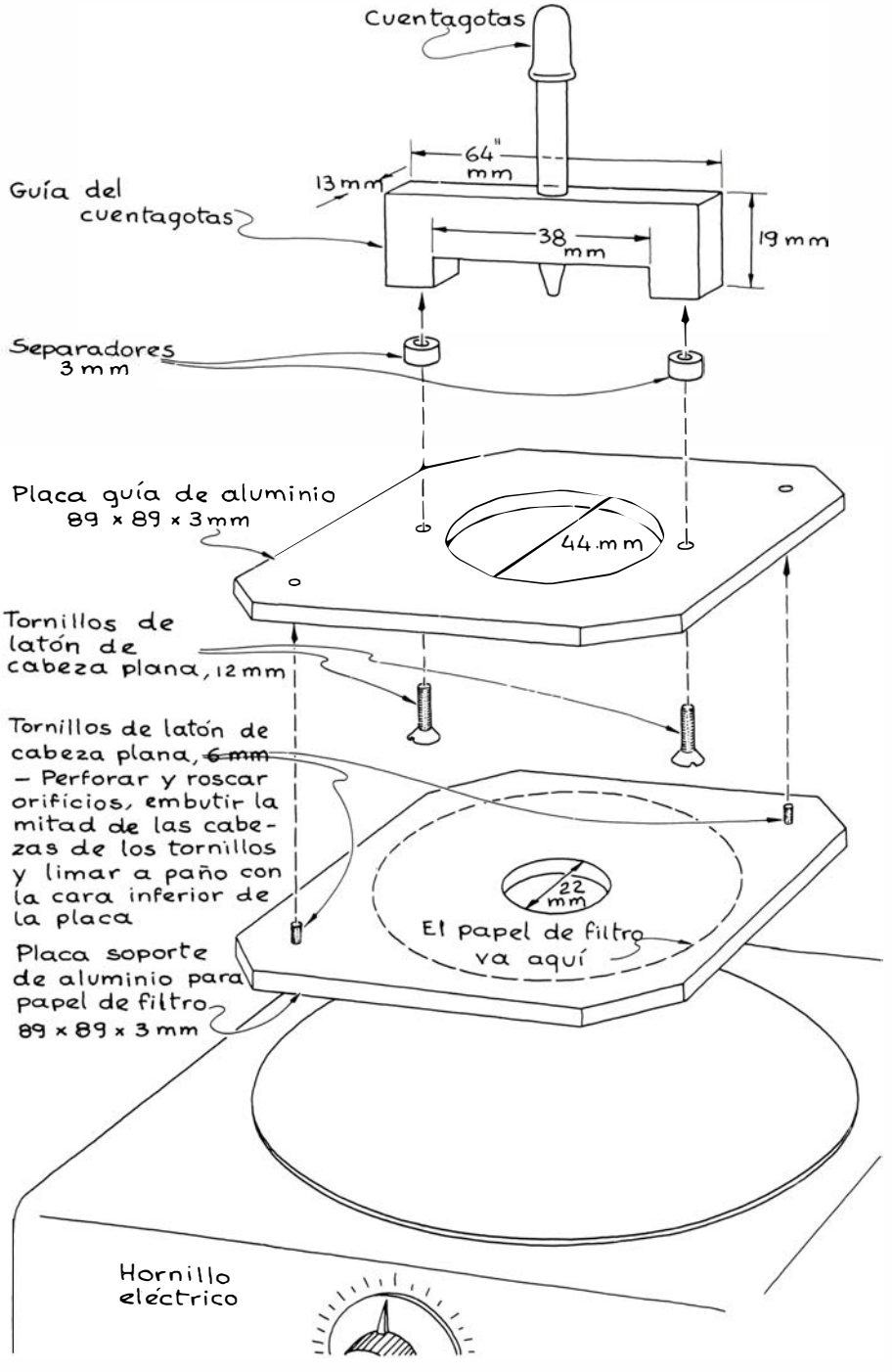
El papel filtro mide de unos cinco y medio a siete centímetros de diámetro. Es moderadamente retentivo; puede servir el filtro Whatman del n.º 40. El hornillo debe estar a unos cuantos grados por encima de la temperatura de ebullición del agua. Para recoger una muestra del líquido, Epstein sumerge la punta del cuentagotas en el mismo, dando tiempo a que, por capilaridad, penetre un poco por la abertura de la punta del cuentagotas. Seguidamente coloca éste en el orificio de la guía, que ya ha preparado para que se ciña bien y quede centrado correctamente, y lo hace descender hasta que el líquido toca el papel. Luego retira el cuentagotas hacia arriba.

Aunque muy poca, la cantidad de líquido que se deposita en el papel es suficiente. La mancha húmeda que se forma en el papel tiene un diámetro aproximado de unos seis milímetros. Si el líquido se extiende más allá del borde del agujero de la placa de aluminio, hay que desechar el papel y probar nuevamente sobre otro para conseguir una mancha menor.

Para desplazar toda la solución testigo hacia el borde del agujero de la placa de aluminio, Epstein deposita gotas de una solución débilmente ácida o básica sirviéndose de otro cuentagotas. Hay que disponer entonces de unas 10 gotas de esta solución de arrastre. Aquí tampoco el líquido debe rebasar el borde del agujero, pues de lo contrario aparecerían anillos desiguales o múltiples. La solución de arrastre se prepara añadiendo 10 gotas de ácido o hidróxido amónico concentrado a 100 mililitros de agua. Epstein señala que deben emplearse varios cuentagotas para evitar la mutua contaminación de soluciones y reactivos.

Como ejemplo de utilización del horno de anillos, Epstein me ha descrito su prueba del hierro en la solución de cloruro férrico. Se aplica al papel filtro una gota de la solución; se añaden, una a una, 10 gotas de ácido clorhídrico débil para arrastrar el cloruro férrico hacia el borde del orificio de la placa de aluminio. Tras las cinco primeras gotas comienza a manifestarse el anillo. Una vez seco el papel, éste se retira del horno. Entonces, cuando Epstein deposita una gota de ferrocianuro sobre el anillo, aparece el color verde azulado, que anuncia la presencia de iones férricos.

Epstein me ha explicado también có-



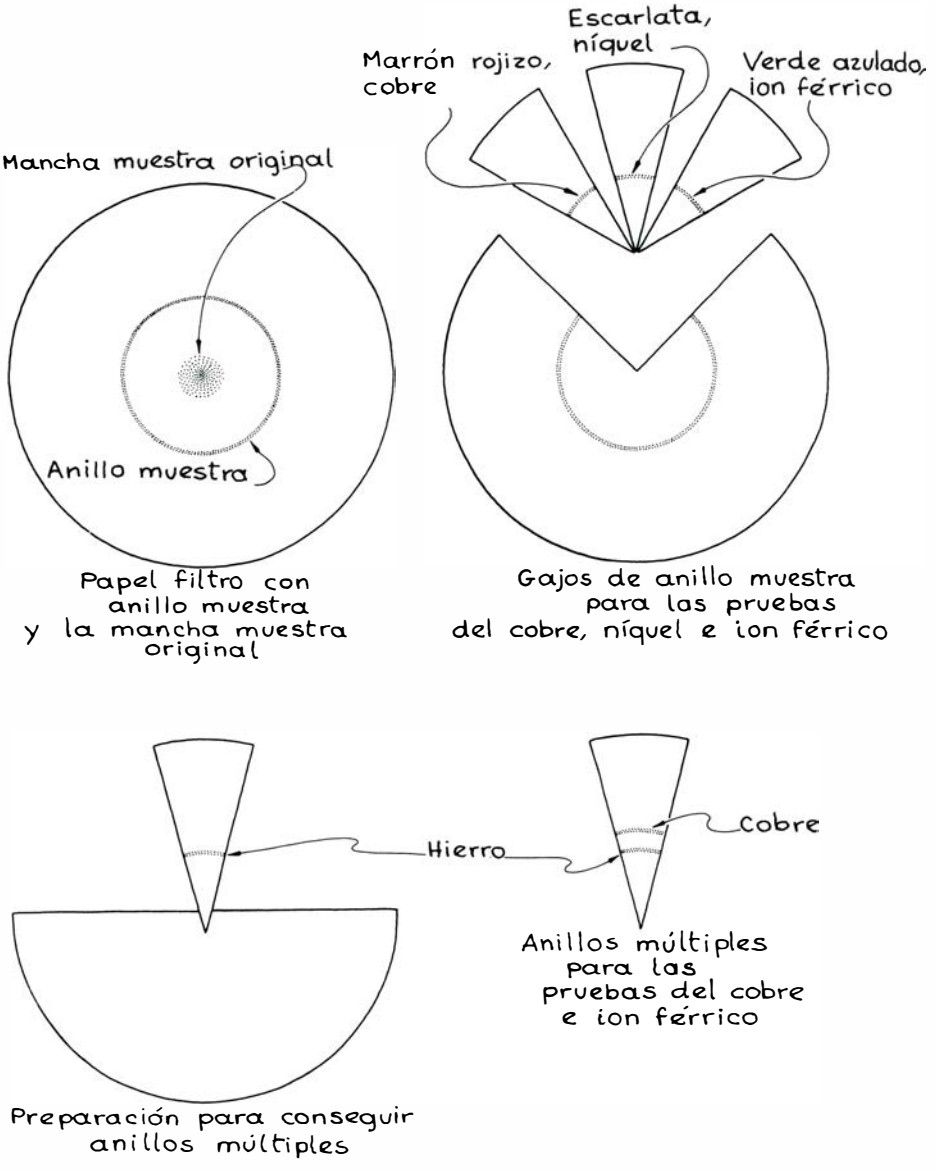
Horno de anillos ideado por Epstein para su ensayo de manchas

mo aborda una solución para detectar dos metales. Mezcla parte de la solución de níquel con la de cobre y pone una gota de la combinación en un trozo de papel filtro y éste sobre el horno. Para facilitar el desplazamiento de materia hacia el exterior y la formación del anillo, agrega una gota de ácido clorhídrico. Una vez seco el papel, lo corta en dos mitades. En una de ellas pone ferrocianuro para obtener el color marrón rojizo revelador del cobre. Expone la otra mitad a los vapores de hidróxido amónico y vierte una gota de solución de DMG; así aparece el color escarlata característico del níquel.

Con el horno de anillos se vencen también las interferencias cuando algún indicador reacciona con más de uno de los metales. Epstein lo ilustra mezclando soluciones de cobre e ion férrico. Vierte una gota de la solución a ensayar sobre papel filtro, arrastrándola hacia fuera para que forme un anillo mediante una solución débilmente ácida. Pero esta vez, del papel seco se corta un trozo en forma de gajo, que se une a la mitad de un papel filtro nuevo. Con un hilo finísimo de pegamento duco sujeta la punta del gajo al filtro nuevo, al objeto de establecer un contacto suficiente para que se efectúe la transferencia de líquido entre ambos papeles.

Los filtros así combinados se introducen en el horno de anillos, procurando que la superficie de contacto quede centrada con el agujero de la placa soporte de aluminio. Luego, se aplica gota a gota hidróxido amónico, el cual arrastra el cobre para formar un nuevo anillo, mientras que el anillo del hierro permanece en el gajo porque esta compuesto de hidróxido férrico insoluble. Una vez seco el gajo, se retira del horno y se expone a los vapores de ácido clorhídrico concentrado. Finalmente se deposita una gota de solución de ferrocianuro en cada uno de los segmentos circulares. Con ello, el anillo exterior se vuelve marrón rojizo, lo que delata la presencia del cobre, y el anillo interior se vuelve verde azulado, lo que delata al ion férrico.

Para contrarrestar la interferencia puede optarse por otro método que consiste en hacer que uno de los metales precipite en el mismo lugar donde se deposita la gota a analizar. Así podrá arrastrarse hacia el exterior el otro metal para que forme un anillo y sea detectado. Esta técnica funciona bien con una mezcla de cobre, níquel e iones férricos. Sobre el papel filtro se vierte una gota de la mezcla y se añade hidróxido amónico para arrastrar la materia al exterior y que forme anillo. Pero ocurre que el hidróxido reacciona con el hierro para dar hidróxido férrico, que permanece en el lugar donde se depositó la gota. El níquel y el cobre son arrastrados para formar anillos, ya que son solubles en el hidróxido amónico. A una parte del anillo se le hace la prueba de la DMG (con exposición a vapores de amoniaco si es necesario) para detectar el níquel. Se expone la otra parte del anillo a los vapores de ácido clorhídrico; se le añade luego ferrocianuro para detectar el cobre. Por último, la presencia del hierro en el centro del papel se detecta exponiéndolo a los vapores del ácido y añadiendo ferrocianuro. Si en el centro del papel precipitan varios metales, puede continuarse el ensayo recortando el centro y colocándolo sobre un papel filtro nuevo; entonces, se añaden gota a gota los disolventes adecuados para que arrastren materia y se forme otro anillo sobre el nuevo filtro.



Anillos con muestras formados sobre papel filtro

Epstein me ha remitido una forma de analizar el material metálico de monedas como las de diez o veinticinco centavos, que se hacen de una aleación de níquel y cobre. Se lima una pequeñísima cantidad de metal del canto de la moneda y se disuelven las limaduras en una mezcla de ácido clorhídrico y peróxido de hidrógeno. Se recoge una gota de la solución y se desposita en un papel filtro que se coloca en el horno de anillos. Para detectar el cobre y el níquel en esta gota se siguen los procedimientos correspondientes antes descritos.

Si la moneda es demasiado valiosa para que se estropee, puede seguirse otro método que, en esencia, viene a ser una galvanoplastia al revés. Consis-

te en que la moneda actúe como ánodo en el circuito representado en la ilustración de esta misma página. El papel filtro, con una mancha de una solución al 10 por ciento de algún electrolito como nitrato sólido, se coloca sobre la placa de aluminio. Contra la mancha de electrolito se coloca una parte de la moneda que esté libre de suciedad y grasa; Epstein sugiere un borde. El cable del terminal positivo de la batería se pone entonces en contacto con la moneda, dejando que pase la corriente durante unos 10 segundos.

Se precisa cierta habilidad para controlar el tiempo, la corriente y la presión sobre la moneda. Si el experimento sale bien, en una depresión del papel quedará una pequeña cantidad de metal disuelto. Este papel se pone en el horno de anillos, se aplican las soluciones de arrastre adecuadas y se examinan los anillos con los reactivos correctos. Por su parte, la moneda no habrá quedado visiblemente alterada.

Para investigar una moneda de plata, que puede conseguirse de un tratante de monedas, se lima una pizca de metal del canto, se añaden las limaduras a unos cuantos mililitros de ácido nítrico al 10 por ciento y se hierve éste poco a poco para eliminar los óxidos de nitrógeno. Cuando la solución se haya enfriado hasta la temperatura ambiente, se pone una gota de ella sobre un papel filtro y se añade una gota de cromato potásico al 1 por ciento. Para delatar la presencia de la plata, la mancha se volverá de un color marrón rojizo.

También podría utilizarse el circuito eléctrico para depositar una pequeña cantidad de aleación de plata directamente sobre el papel filtro. Algunas monedas de plata antiguas se componen de un 90 por ciento de plata y un 10 por ciento de cobre; pueden detectarse los dos si la mancha donde está depositada la muestra se pasa por el horno para que forme un anillo. Como solución de arrastre se usa ácido nítrico al 1 por ciento. Para señalar la presencia de plata se añade cromato potásico a una parte del anillo. Sin embargo, el ferrocianuro no consigue delatar al cobre. Para aumentar la sensibilidad del ensayo, Epstein sugiere emplear una solución saturada de ácido rubeánico (ditiooxamida) en alcohol y una solución de ácido malónico al 20 por ciento. Se le añade el ácido malónico a una parte del anillo y después el ácido rubeánico; si hay cobre presente, se ennegrecerá esa parte del anillo.

Pueden ensayarse muestras de agua para detectar metales, incluidos hierro, cobre y cinc. Epstein advierte que si los primeros intentos con el horno de anillos se muestran negativos, la mezcla debe hacerse más concentrada hirviéndola en un matraz de pirex. Se agregan unas gotas de ácido clorhídrico y se repiten otra vez los ensayos, empleando ferrocianuro para la prueba del hierro y ácidos malónico y rubeánico para la del cobre.

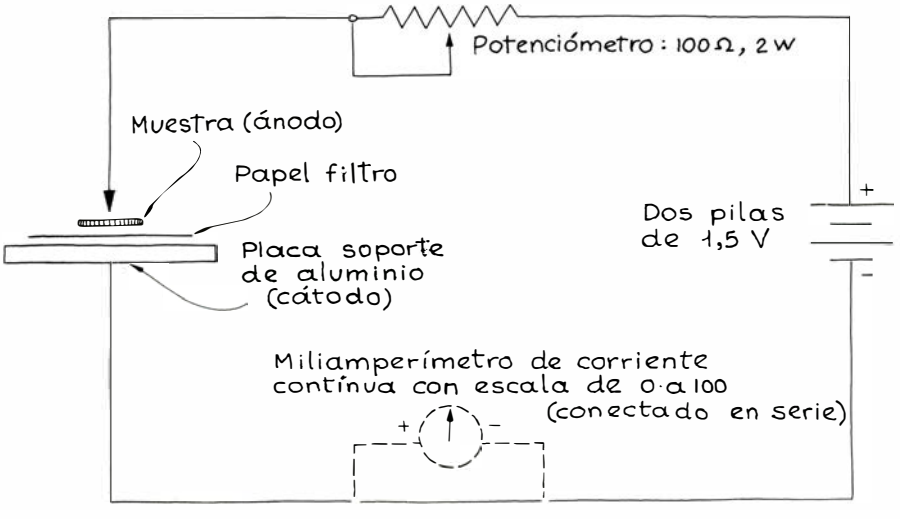
En la prueba del cinc se necesitan dos soluciones. En una de ellas, se prepara tiocianato mercúrico disolviendo nueve gramos de tiocianato amónico (NH_4SCN) y ocho gramos de cloruro mercúrico ($HgCl_2$) en 100 mililitros de agua. (Es fundamental una buena ventilación.) Seguidamente, la solución debe mantenerse durante dos o tres días. La otra mezcla que se necesita es una mezcla de una solución de una sal de cobalto al 0,02 por ciento en ácido clorhídrico al 4 por ciento. Epstein afirma que el cloruro de cobalto ($CoCl_2$), el sulfato de cobalto ($CoSO_4$) y el nitrato de cobalto [$CO(NO_3)_2$] resultan satisfactorios.

La muestra de agua se aplica a un papel filtro y se pasa por el horno de anillos, como de costumbre. Cuando se haya formado el anillo, se le hace la prueba del cinc a un gajo; es decir, se mancha con una gota de la solución de cobalto y se le sumerge varias veces en un poco de tiocianato mercúrico. Si hay cinc presente, el anillo adquirirá muy pronto un color azul. De lo contrario, la precipitación se retrasará dos o tres minutos.

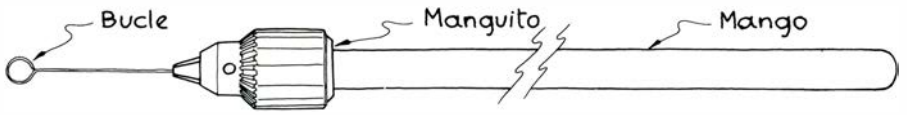
Para ejercitarse con esta prueba puede usarse ácido clorhídrico en el que se disuelve una pequeña cantidad de cinc procedente de un trozo de hierro galvanizado o de la envuelta de una pila de linterna. También puede conseguirse cinc a partir de determinadas aleaciones de aluminio disolviendo una pequeña cantidad en ácido clorhídrico. Si este tratamiento da por resultado un residuo gris e insoluble, que es silicio, deberá filtrarse la muestra antes del ensayo. Como fuente de cinc pueden emplearse también las aleaciones de cobre. A tal fin, se disuelve un poco de metal en ácido clorhídrico y peróxido de hidrógeno y luego se hierve. Para eliminar el cobre, que interferiría en el ensayo, se añaden limaduras de hierro y, cuando desaparezca el color azul del cobre, se filtra la solución y se le somete a la prueba del cinc.

Epstein señala que el bronce de aluminio, que es una aleación de cobre sumamente dura que no contiene cinc, puede identificarse por una prueba del cinc negativa seguida de una prueba del aluminio positiva. En un hoyo de una placa de manchas se mezcla una gota de la solución a ensayar con una gota de una solución de acetato amónico al 1 por ciento; se añade luego una gota de solución de aluminón al 0,1 por ciento. (El aluminón es la sal amónica del ácido aurintricarboxílico.) La mezcla se vuelve roja en presencia de aluminio. La prueba puede efectuarse también sobre papel filtro. Para ejercitarse con este ensayo puede emplearse papel de aluminio disuelto en ácido clorhídrico al 10 por ciento.

El compuesto de aluminio responsable del efecto tampón de la aspirina tamponada puede detectarse con papel filtro o una placa de manchas. Para ello se disuelve una tableta de aspirina en ácido clorhídrico templado y diluido.



Circuito de galvanoplastia invertido para comprobar el contenido de una moneda



Bucle de alambre para fundir muestras de minerales

Quizá haya que filtrar la solución para eliminar los sedimentos. Seguidamente se procede a la prueba del aluminio.

El cinc es uno de los componentes principales del bronce manganoso, aleación de cobre apreciada por su gran resistencia a la tracción en piezas como hélices de barco. En esta aleación se encuentran también cantidades menores de manganeso y aluminio; puede distinguirse del bronce de aluminio y del latón amarillo ordinario (aleación de cobre y cinc) haciendo las correspondientes pruebas del cinc, manganeso y aluminio. Para la prueba del manganeso se deposita una gota de la muestra sobre papel filtro, seguida de una gota de hidróxido amónico concentrado y luego una gota de nitrato de plata al 10 por ciento. El manganeso se revela por el color negro que aparece entonces.

Muchos de los procedimientos que les he descrito pueden invertirse, para poner de manifiesto que la presencia de lo que habitualmente sirve como indicador de un metal. Por ejemplo, a una muestra testigo puede añadirse una solución de níquel al objeto de delatar la presencia de DMG. Análogamente, el manganeso sirve para hacer una prueba de la plata. En este caso, se expone a los vapores de ácido clorhídrico un papel filtro con una gota de muestra y luego se trata con sendas gotas de solución de nitrato de manganeso al 1 por ciento e hidróxido sódico al 0,5 por ciento. (Como fuente de hidróxido sódico puede servir lejía casera.) Si hay plata presente aparecerá una mancha negra. Epstein afirma que esta prueba de la plata es más concluyente que la que se hace con cromato potásico. Existen otros metales, además de la plata, que pueden formar compuestos coloreados con los cromatos; uno de ellos es el cromato de plomo, una sustancia amarilla insoluble.

Una fuente de agua muy interesante con la que puede trabajarse es la descarga de plantas industriales. Así, las plantas metalúrgicas, los talleres de galvanoplastia, las forjas y las operaciones de minería y de fundición producen unas aguas residuales con concentraciones relativamente elevadas de metales tóxicos como cobre, cinc, plomo y cromo. Para efectuar la prueba del cromo se forma un anillo en el horno y se emplea ácido clorhídrico como agente de arrastre. Sobre un segmento del anillo, se coloca entonces una gota de hidróxido amónico concentrado y una gota de peróxido de hidrógeno y se seca el papel en el hornillo. A continuación, se añade una gota de solución recién preparada de difenilcarbazida al 1 por ciento y una gota de ácido sulfúrico al 5 por ciento. En presencia de cromo, el segmento se pondrá violeta. Epstein advierte que debe ensayarse como contraste una muestra de agua destilada, ya que el procedimiento puede originar un coloreado débil, incluso en ausencia de cromo.

Cuando sobre la muestra de agua se efectúe la prueba del plomo, se formará el anillo con ácido nítrico y no con ácido clorhídrico, pues éste origina cloruro de plomo que precipita en el centro del papel. Se vierte sobre el anillo una gota de rodiozonato sódico al 0,2 por ciento, recién preparado. Si hay plomo presente, el segmento se pondrá azul. Para ejercitarse con esta prueba puede emplearse una solución de nitrato de plomo ($Pb(NO_3)_2$) o plomo metálico disuelto en ácido nítrico al 10 por ciento.

Epstein me ha descrito también cómo analizar minerales para detectar metales. Las muestras minerales no suelen disolverse con facilidad en ácido; para solubilizarlas debe recurrirse al perlado, que es un procedimiento corriente en mineralogía. Este se lleva a cabo calentando a la llama un bucle hecho con alambre de platino que luego se sumerge en carbonato sódico. (Puede emplearse sosa caústica común.) El bucle se calienta repetidamente hasta que el material fusible que se adhiere al alambre forme una perla. Quizá haya que repetir el procedimiento hasta que se forme una perla sólida.

Con la perla aún caliente, se sumerge en la muestra testigo pulverizada y luego vuelve a calentarse hasta conformar una perla coloreada homogénea. Esta técnica suele requerir una llama bastante caliente, que puede generarse con un mechero Meker y aire comprimido o un soplete de mineralogía. Epstein afirma también que en ciertas ocasiones el bórax puede actuar mejor que el carbonato sódico.

Sustancia	Peso (gramos)
Aluminón	5
Acetato amónico	100
Tiocianato amónico	100
Cloruro de bario	100
Cloruro de cobalto	50
Sulfato de cobre	100
Dimetilglioxima	25
Difenilcarbazida	5
Ditiooxamida	10
Cloruro férrico	200
Nitrato de plomo	100
Acido malónico	25
Nitrato de manganeso	50
Cloruro mercúrico	10
Sulfato de níquel	25
Acido oxálico	100
Cromato potásico	50
Ferrocianuro potásico	50
Nitrato de plata	5
Carbonato sódico	100
Hidróxido sódico	100
Nitrato sódico	50
Rodizonato sódico	1

Compuestos químicos que intervienen en los ensayos

Una vez formada la perla, se separa del alambre, se pulveriza y se vierte en un tubo de ensayo. Se agregan al preparado algunos mililitros de ácido nítrico al 50 por ciento, y luego se calienta cuidadosamente hasta que su contenido se seca. (No recalentar el tubo.) Enfriado el tubo, se añaden tres mililitros de agua y vuelve a hervirse la mezcla brevemente. Por último, se filtra para eliminar la sílice. Con esto, la solución queda preparada para utilizarse en cualquiera de las técnicas del ensayo de manchas.

El montaje eléctrico instalado para el estudio de monedas puede servir para otras muestras mayores, como fragmentos metálicos o trozos de alambre. Y puede emplearse no sólo para detectar metales puros y estudiar aleaciones, sino también para examinar recubrimientos superficiales y revelar faltas de uniformidad como porosidades en depósitos electrolíticos.

A modo de ejemplo, Epstein me ha descrito cómo detecta el níquel en una moneda de cinco centavos. Usa de electrolito una solución de 50 gramos de carbonato sódico y cinco gramos de cloruro sódico en un litro. Con cuatro trozos de papel filtro se forma un tampón que se sumerge en la solución durante unos segundos y que luego se intercala y aprieta entre dos toallas de papel para eliminar el líquido sobrante. El tampón se coloca en la placa catódica de aluminio.

Cuando el circuito se cierra, se transfiere al papel una impresión de una de las caras de la moneda. Se retira del tampón el filtro superior, se expone a los vapores de hidróxido amónico y se añaden dos o tres gotas de DMG. Epstein afirma que así aparece una buena reproducción en escarlata brillante de Thomas Jefferson o de Monticello.

Por un procedimiento similar se alcanza una impresión gris oscura de una moneda. Para ello, se efectúa la transferencia electrolítica, se retira el filtro de arriba y se sostiene éste junto a una bombilla. La plata transferida durante el paso de la corriente se ha combinado con el cloruro de la solución para formar cloruro de plata, que es sensible a la luz. Entonces, a la luz de la bombilla, el filtro se comportará como una placa fotográfica expuesta a la luz.

Trabajando con la otra cara de la moneda podremos detectar el cobre de ésta. El papel filtro se expone a los vapores de hidróxido amónico para generar el azul intenso propio del ion cupro-amónico. (Tras cada ensayo debe lavarse y secarse la placa de aluminio.) Aunque estas pruebas de la plata y del cobre bastan para exámenes electrográficos, les falta sensibilidad para ensayos de micromanchas.

El material y los productos necesarios para hacer pruebas de manchas pueden obtenerse en numerosos establecimientos de artículos químicos. Los productos químicos pueden comprarse en droguerías y tiendas especializadas. Para las soluciones alcohólicas es adecuado el alcohol de quemar.

Cuando se manejan productos químicos potencialmente peligrosos se impone atenerse a unos procedimientos experimentales correctos. No hay que tocar las sustancias con las manos. Si nos alcanza una salpicadura o ésta afecta a la zona de trabajo, la salpicadura se lava con gran cantidad de agua fría hasta que desaparezca completamente. Al disolver ácidos concentrados, especialmente sulfúrico, se añade el ácido sobre el agua dejándolo bajar lentamente por la pared del recipiente a la vez que se agita la mezcla. Cuidado con el calor que se genera en este proceso.

Con las técnicas del ensayo de manchas pueden hacerse muchas cosas más. En otra ocasión les describiré el procedimiento de Epstein para detectar la contaminación del aire, incluida la lluvia ácida. Si alguien ensaya con muestras ambientales de agua o suelos, recibiré con gusto noticias de sus resultados.

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabjos siguientes:

POLIMEROS INORGANICOS

LINEAR POLYMERS WITH PHOSPHORUS AND CARBON IN THE MAIN CHAIN. M. Sander y E. Steininger en *Reviews in Macromolecular Chemistry,* vol. 2, págs. 91-178, 1967.

INORGANIC POLYMERS. David L. Venezky en *Encyclopedia of Polymer Science and Technology,* vol. 7, págs. 664-691, 1967.

INORGANIC POLYMERS. I. SYNTHESIS AND PROPERTIES OF SOME POLYAMINOPYRIDINIUM MOLYBDATES. Issa Katime, Pedro Gili y Pascual Polo en *Polymer Bulletin,* 1, 509, 1979.

EL CULTIVO DEL ARROZ EN CALIFORNIA

RICE IN CALIFORNIA. Dirigido por Jack H. Wilson. Butte County Rice Growers Association, P. O. Box 128, Richvale, California 95974, 1979.

U.S. RICE INDUSTRY. Shelby H. Holder, Jr., y Warren R. Grant. División de Análisis Económico Nacional de los Servicios de Agricultura, Economía, Estadística y Cooperativos del Departamento de Agricultura de los Estados Unidos. Informe de Economía Agrícola n.º 433, 1979.

RICE–PRODUCTION AND UTILIZATION. Dirigido por Bor S. Luh. The Avi Publishing Company, 1980.

EL NUCLEOSOMA

CHROMATIN STRUCTURE: A REPEATING UNIT OF HISTONES AND DNA. Roger D. Kornberg en *Science,* vol. 184, n.º 4139, págs. 868-871; 24 de mayo de 1974.

AN OCTAMER OF HISTONES IN CHROMATIN AND FREE IN SOLUTION. Roger D. Kornberg y Jean O. Thomas en *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America,* vol. 72, n.º 7, págs. 2626-2630; julio, 1975.

STRUCTURE OF NUCLEOSOME CORE PARTICLES OF CHROMATIN. J. T. Finch, L. C. Lutter, D. Rhodes, R. S. Brown, B. Rushton, M. Levitt y A. Klug en *Nature,* vol. 269, n.º 5623, págs. 29-36; 1 de septiembre de 1977.

CHROMATIN. Gary Felsenfeld en *Nature,* vol. 271, n.º 5641, págs. 115-122; 12 de enero de 1978.

INVOLVEMENT OF HISTONE H1 IN THE ORGANIZATION OF THE NUCLEOSOME AND OF THE SALT-DEPENDENT SUPERSTRUCTURES OF CHROMATIN. F. Thoma, Theo Koller y A. Klug en *The Journal of Cell Biology,* vol. 83, n.º 2, 1.ª parte, págs. 403-427; noviembre, 1979.

ENFERMEDADES POR AUTOINMUNIDAD

RECENT OBSERVATIONS AND CONCEPTS IN IMMUNOLOGICAL UNRESPONSIVENESS AND AUTOIMMUNITY. W. O. Weigle en *Clinical and Experimental Immunology,* vol. 9, n.º 4, octubre, 1971.

AUTO-IMMUNITY AND AUTO-IMMUNE DISEASE: A SURVEY FOR PHYSICIAN OR BIOLOGIST. F. MacFarlane Burnet. F. A. Davis Company, 1972.

AUTOIMMUNITY AND SELF-NONSELF DISCRIMINATION. *Transplantation Reviews,* vol. 31, págs. 1-2851, 1976.

AUTOIMMUNITY: GENETIC, IMMUNOLOGIC AND CLINICAL ASPECTS. Dirigido por Norman Talal. Academic Press, Inc., 1977.

MODELS OF AUTOIMMUNE DISEASES. *Immunological Reviews,* en prensa.

LOS CICLOS DE ACTIVIDAD DE LAS ESTRELLAS

THE QUIET SUN. Edward G. Gibson. National Aeronautics and Space Administration, Scientific and Technical Information Office, 1973.

FLUX MEASUREMENTS OF CA II H AND K EMISSION. Arthur H. Vaughan, George W. Preston y Olin C. Wilson en *Publications of the Astronomical Society of the Pacific,* vol. 90, n.º 535, págs. 267-274; junio-julio, 1978.

CHROMOSPHERIC VARIATIONS IN MAIN-SEQUENCE STARS. O. C. Wilson en *The Astrophysical Journal,* vol. 226, n.º 2, 1.ª parte, págs. 379-396; diciembre, 1978.

PTEROSAURIOS

AERODYNAMICS OF THE LONG PTEROSAUR WING. J. H. McMasters en *Science,* vol. 191, n.º 4230, pág. 899; 5 de marzo de 1976.

AERODYNAMICS OF THE LONG PTEROSAUR WING. Ross S. Stein en *Science,* vol. 191, n.º 4230, págs. 898-899; 5 de marzo de 1976.

PTEROSAURIA. Peter Wellnhofer en *Handbuch der Paläoherpetology.* Gustav Fischer Verlag, 1978.

UN TELESCOPIO DE NEUTRINOS EN LAS PROFUNDIDADES MARINAS

PROCEEDINGS OF THE 1976 DUMAND SUMMER WORKSHOP IN HAWAII. Dirigido por A. Roberts. Fermilab, 1977.

PROCEEDINGS OF THE 1978 DUMAND SUMMER WORKSHOP, LA JOLLA. Dirigido por A. Roberts. DUMAND Scripps Institution of Oceanography, 1979.

PROCEEDINGS OF THE 1979 DUMAND SUMMER WORKSHOPS AT KHABAROVSK AND LAKE BAIKAL. Dirigido por J. G. Learned. Hawaii DUMAND Center, Universidad de Hawai, 1980.

LAS ESCULTURAS NOK DE NIGERIA

THE NOK CULTURE IN PREHISTORY. Bernard E. B. Fagg en *Journal of the Historical Society of Nigeria,* vol. 1, n.º 4, págs. 288-293; 1959.

A PRELIMINARY REPORT ON AN OCCUPATION SITE IN THE NOK VALLEY, NIGERIA: SAMUN DUKIYA AF/70/1. Angela Fagg en *West African Journal of Archaeology,* vol. 2, págs. 75-79; 1972.

NOK TERRACOTTAS. Bernard E. B. Fagg. Ethnographica for the National Museum, Lagos, 1977.

NIGERIA: ITS ARCHAEOLOGY AND EARLY HISTORY. Thurstan Shaw. Thames and Hudson, 1978.

JUEGOS MATEMATICOS

NUMBER THEORY AND ITS HISTORY. Oystein Ore. McGraw-Hill Book Company, 1948.

TEN DIVISIONS LEAD TO EASTER. T. H. O'Beirne en *Puzzles and Paradoxes.* Oxford University Press, 1965.

A NEW LOOK AT FUNCTIONS IN MODULAR ARITHMETIC. Marion H. Bird en *The Mathematical Gazette,* vol. 64, n.º 428, págs. 78-86; junio, 1980.

TALLER Y LABORATORIO

STANDARD METHODS OF CHEMICAL ANALYSIS. Wilfred W. Scott. D. Van Nostrand Company, 1939.

MICROANALYSIS BY THE RING OVEN TECHNIQUE. Herbert Weisz. Pergamon Press, 1961.

SPOT TESTS IN INORGANIC ANALYSIS. Fritz Feigl y Vinzenz Anger. Elsevier Publishing Company, 1971.

Taller y laboratorio

Movimiento de las peonzas, con referencia a algunos tipos excepcionalmente originales

Jearl Walker

Aunque la peonza es un juguete de orígenes muy remotos, los principios que rigen su comportamiento no empezaron a conocerse hasta hace siglo y medio. ¿Por qué un objeto de formas irregulares puede mantenerse girando sobre un solo punto? ¿Por qué peonzas de formas diferentes se comportan de modos tan distintos? Voy a ocuparme de la mecánica de las peonzas, pero evitando el follaje matemático que suele ocultar el tema en algunos textos de física. Presentaré, además, algunas de las insólitas peonzas que construye Donald W. Dubois, de la Universidad de Nuevo México, quien ha puesto a bailar, cual trompos, objetos tan dispares como un tee de golf y el tapón de una botella de tinta china.

El fundamento del comportamiento de las peonzas se encuentra en la acción de la gravedad. Esta atrae hacia abajo todos los átomos de una peonza; pero la atracción resultante se imagina mejor suponiéndola aplicada al centro de masa del trompo, situado en un punto de su interior, usualmente en su centro geométrico. El peso de la peonza puede representarse mediante un vector aplicado al centro de masa y dirigido hacia abajo. Parece lógico entonces que, a causa del peso, haya de ser más proclive a volcarse (como nos ocurre a nosotros cuando nos inclinamos respecto a la vertical) que a mantenerse erguida.

Pero hay una diferencia, y es que la peonza gira sobre sí misma, en virtud de lo cual la atracción gravitatoria origina la sorprendente rotación del juguete alrededor de la vertical. No es fácil imaginar esta reacción, habituados como estamos a los objetos fijos o en movimiento lineal. En general, una fuerza aplicada a un objeto produce en éste una aceleración en la dirección de la fuerza. Pero si interviene algún movimiento de giro, la fuerza puede desencadenar un movimiento perpendicular a ella misma. Este modo de moverse particular forma parte del encanto de las peonzas.

Los trompos poseen momento cinético. Se entiende por tal el producto de su momento de inercia (que da cuenta de cómo está distribuida su masa) por su velocidad angular; la cantidad de movimiento de un cuerpo es el producto de su masa por su velocidad lineal. Una peonza posee un momento cinético porque gira alrededor de su eje de figura y porque posee una masa distribuida en torno a dicho eje. El momento cinético es un vector situado sobre el eje de figura, que es el eje de simetría del trompo.

El único modo de alterar el momento cinético de un cuerpo es mediante un momento de giro. Científicamente, el momento de giro se define como el producto de (1) la fuerza ejercida sobre el cuerpo por (2) el brazo de palanca, que es la distancia en perpendicular que separa el centro de giro de la recta que contiene la fuerza. En el caso de una peonza, el centro de giro se encuentra en su extremo puntiagudo que establece contacto con el suelo o con el tablero de una mesa. El brazo de palanca se extiende horizontalmente desde dicho punto hasta la vertical que pasa por el centro de masa, que es donde se considera que la gravedad ejerce su atracción sobre la peonza.

Pero la gravedad no produce solamente una fuerza dirigida hacia abajo, sino también un momento de giro capaz de alterar el momento cinético de la peonza. Y lo hace de un modo sencillo: rectificando la dirección del vector momento cinético y haciendo que éste dé vueltas alrededor de la vertical. Por tanto, como el momento cinético debe seguir estando sobre el eje de figura de la peonza, éste también dará vueltas alrededor de la vertical ejecutando el movimiento llamado precesión y que describe un cono centrado en la vertical. (Voy a suponer, por ahora, la punta de la peonza como si estuviera fija en el punto donde toca el suelo.)

Si la peonza, vista desde arriba, gira en sentido antihorario, la precesión en torno a la vertical será también antihoraria. Cuando el giro sea horario, la precesión será horaria. Si la peonza no estuviese girando, la acción del momento de giro creado por la gravedad haría que la peonza cayera sobre el suelo, como realmente ocurre durante la última etapa del baile en virtud del efecto del rozamiento sobre el punto sobre el que gira el trompo. En la terminología de los juegos de peonza, esto último se expresa diciendo que la peonza se muere; mientras está bailando se dice que la peonza está viva.

Casi todas las peonzas se inclinan un poco en cuanto empiezan a bailar, efecto que obedece a un requerimiento energético. Para que la peonza precesione, en razón del momento de giro creado por la gravedad, debe poseer energía cinética suficiente. Aunque puede adquirir esa energía en el lanzamiento, lo común es que proceda de la inclinación inicial, de manera que la disminución de energía potencial de la peonza se transforme en energía cinética.

Esta explicación tan elemental se derrumba la primera vez que nos disponemos a examinar el movimiento de una peonza viva. Se observa entonces que el trompo no se limita a girar y precesionar, sino que además su eje de figura cabecea ejecutando la llamada nutación. Al tiempo que nuta, el ángulo formado por su eje de figura y la vertical varía entre dos valores determinados por la distribución de masa y la energía cinética inicial de la peonza y el ángulo inicial de ésta con la vertical. Los tipos de nutación pueden ilustrarse siguiendo la posición de la intersección del extremo superior del eje de figura con una esfera cuyo centro sea el punto de contacto del juguete con el suelo. Se vería así que el ángulo formado por el eje de figura de la peonza y la vertical está limitado por dos círculos horizontales centrados en la vertical y que representan los límites entre los cuales el trompo puede inclinarse, respecto a la vertical, durante la nutación.

En uno de los tipos de nutación, el eje de figura zigzaguea armónicamente entre los dos círculos límites, rozándolos tangencialmente. El sentido de precesión del eje es, en ese caso, siempre el mismo, horario o antihorario vista la peonza desde arriba. En la ilustración de la página 141 la rotación es antihoraria.

En un segundo tipo de nutación, el eje de figura riza el rizo entre los dos

círculos límites, pero sigue siendo tangente a ambos. El sentido del movimiento del eje cambia aquí, periódicamente, de horario a antihorario, pese a lo cual el valor medio de la precesión corresponde a un sentido o al otro. En la ilustración citada, la precesión media es antihoraria.

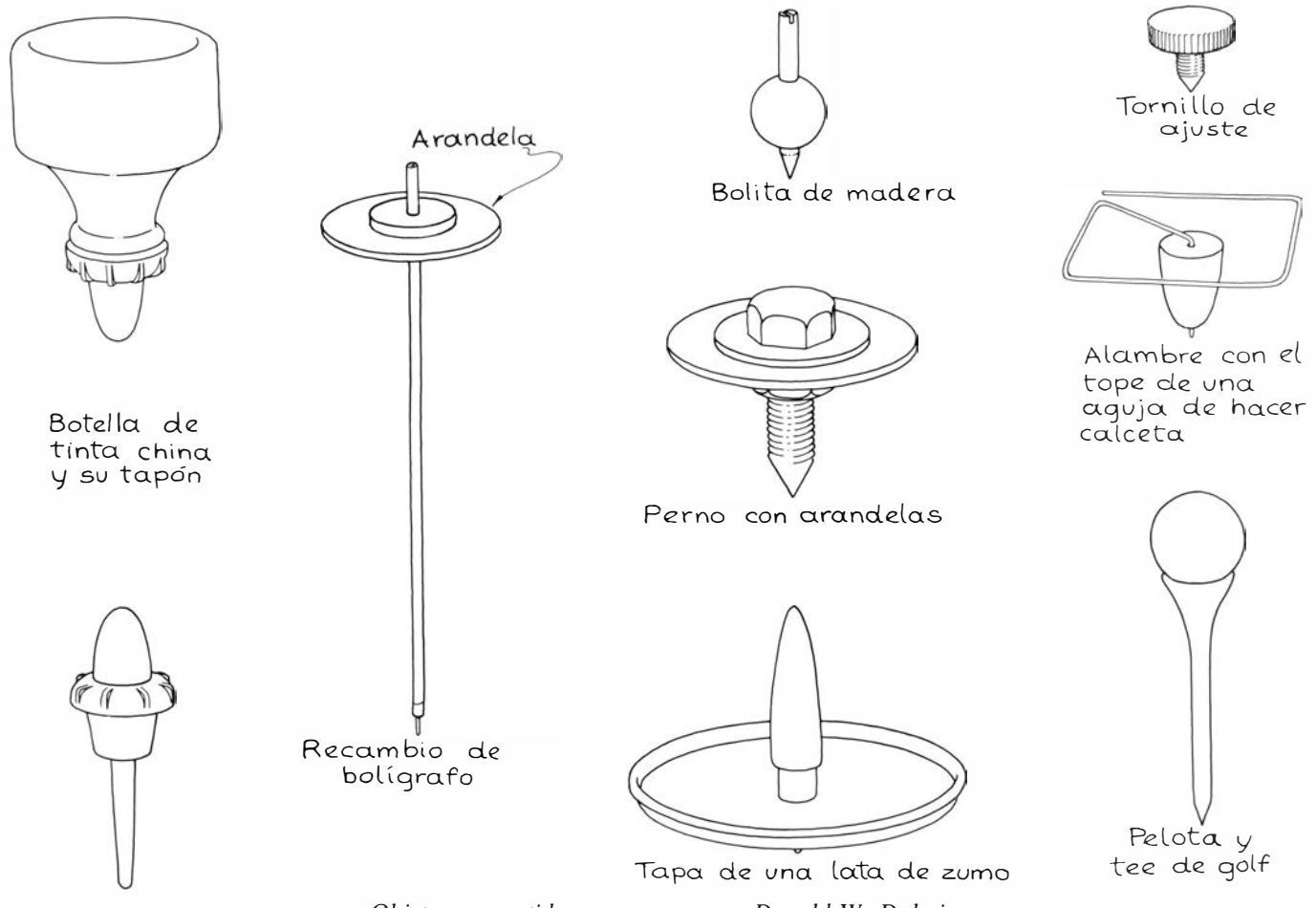
En el tercer tipo de nutación, se trazan guirnaldas sobre la esfera imaginaria, de suerte que la trayectoria del eje de figura toca tangencialmente a uno de los círculos, como ocurre en los otros dos casos, y perpendicularmente al otro círculo. La precesión tiene siempre el mismo sentido, pero la velocidad de precesión varía desde un máximo en el círculo inferior hasta cero en el superior.

Si se presenta, el tipo de nutación dependerá de las condiciones iniciales del giro de la peonza. Sobre estas condiciones nunca se posee un dominio completo, dadas las numerosas perturbaciones que se producen al lanzar el juguete. Supongamos que el lanzamiento imprime a la peonza una velocidad de precesión de igual sentido al de la velocidad de precesión debida a la gravedad. La peonza precesionará entonces con nutación armónica e, independientemente de cuál sea su posición durante su ciclo de nutación, tanto su velocidad de precesión inicial como la velocidad debida a la gravedad garantizarán una precesión en torno a la vertical cuyo sentido será ininterrumpidamente el mismo.

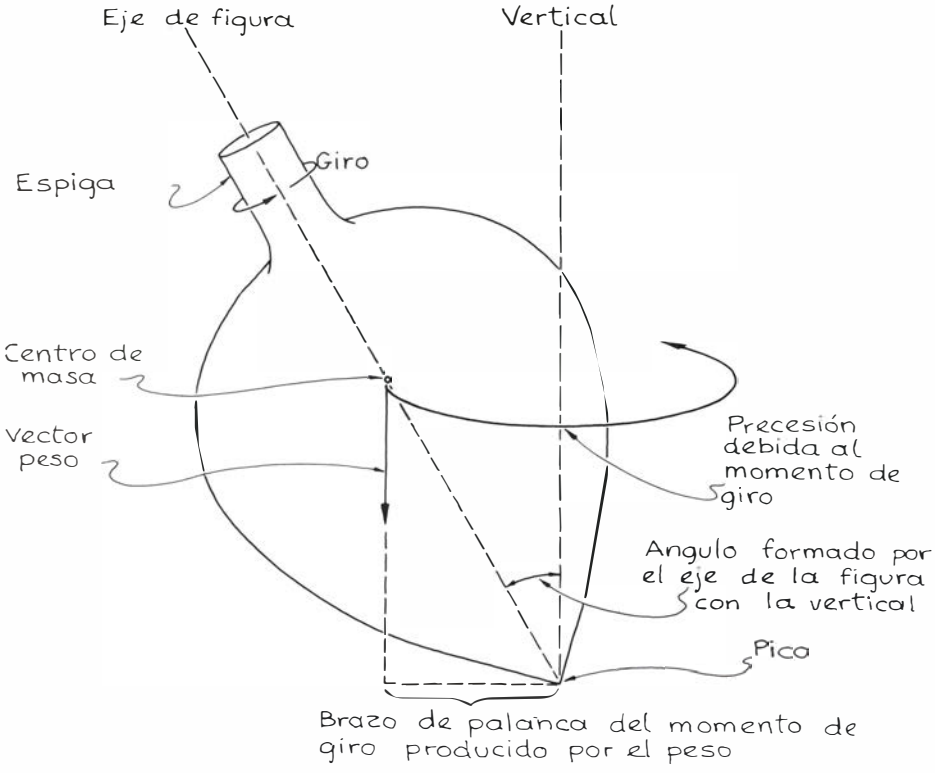
Si la velocidad de precesión inicial es opuesta a la precesión debida a la gravedad, la nutación será rizada. Aquí, mientras se describe la parte inferior del rizo, la precesión gravitatoria impulsa a la peonza en torno a la vertical según el sentido de preferencia. Mientras se describe la parte superior del rizo, que es cuando el eje de figura alcanza el círculo límite superior, la precesión producida por la gravedad se agota y sólo queda la precesión inicial. Entonces, hasta que la peonza descienda y vuelva a ser impulsada por la gravedad, precesionará en el sentido contrario.

El tercer tipo de nutación suele aparecer cuando se sujeta inicialmente la peonza formando un ángulo no nulo con la vertical y se suelta luego. Al carecer de precesión inicial, la peonza cae inmediatamente sobre el círculo límite inferior. Esta caída es necesaria porque la disminución consiguiente de energía potencial de la peonza facilita la energía para la precesión producida por el momento de giro ejercido por la gravedad. Cuando la nutación continuada devuelve el eje de figura a su ángulo inicial con la vertical, la peonza recupera su energía potencial inicial y la precesión se detiene momentáneamente, ya que no queda energía para ella. Tras lo cual, la peonza vuelve a caer sobre el círculo inferior y la precesión prosigue hasta que la nutación vuelve a elevarla.

El origen de los círculos límites se halla en tres restricciones rigurosas que sufren los movimientos de giro, precesión y nutación. Primero, la energía total (cinética más potencial) de la peonza debe permanecer constante. (De los efectos del rozamiento me ocuparé más adelante.) Segundo, el momento cinético en la dirección del eje de figura debe permanecer constante, aunque puede cambiar de dirección, ya que no existe ningún momento de giro en la dirección de dicho eje que pueda hacerlo variar. Finalmente, y por la misma causa, el momento cinético según la vertical debe permanecer constante. (Una vez comenzada la precesión, el cálculo de



Objetos convertidos en peonzas por Donald W. Dubois



Momento de giro actuante sobre la peonza

esos dos momentos cinéticos se hace más arduo, porque la velocidad angular incluirá entonces el giro de la peonza y su velocidad de precesión.) A causa de estas tres condiciones estrictas, el ángulo que forma el eje de figura con la vertical se ve forzado a variar entre unos márgenes determinados. Y si el eje se inclinara por debajo del círculo límite inferior, o se elevara por encima del superior, lo haría incumpliendo tales condiciones. (En realidad, las peonzas sí se elevan por encima del círculo superior, pero únicamente a causa del rozamiento.)

La mayoría de los modelos matemáticos que se han ideado para la peonza se basan en la hipótesis simplificadora de que la energía cinética de rotación es muy superior a la variación de energía potencial producida por el cabeceo de nutación. De una peonza como esta se dice que es "rápida". Sentada la hipótesis, hay algunas características del movimiento que pueden relacionarse con la velocidad de rotación de la peonza sobre sí misma. Si esta velocidad es menor, aumenta el cabeceo de nutación pero disminuye la velocidad de nutación. La velocidad de precesión depende también del giro, siendo mayor cuando más lento sea éste. Estas relaciones pueden apreciarse fácilmente cuando se hace bailar una peonza sobre el suelo. A medida que el rozamiento resta vida a la peonza, aumenta la velocidad de precesión y la nutación se hace más lenta y más pronunciada. Finalmente, instantes antes de morir, la peonza se balancea pesadamente arriba y abajo mientras precesiona en torno a la vertical con más rapidez que nunca.

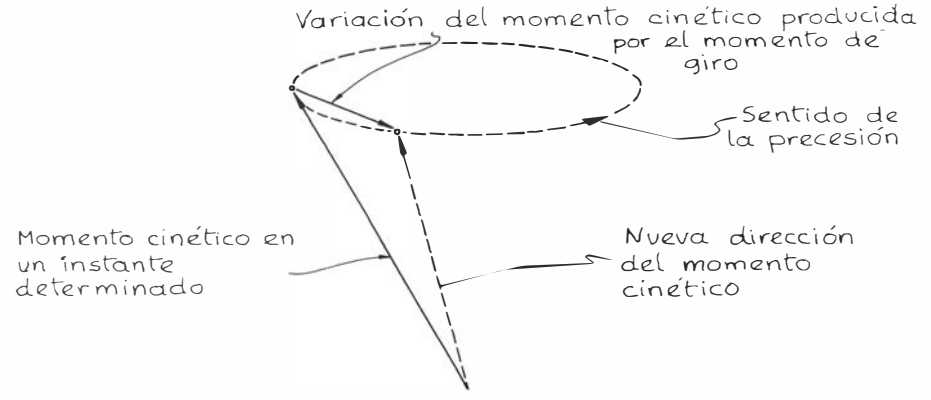
La velocidad de precesión y la amplitud y frecuencia de la nutación dependen también de la masa y la forma de la peonza. En general, una masa mayor incrementa ambas componentes del movimiento. (Desde luego, cuesta más poner a bailar a una velocidad dada una peonza de mayor masa que otra de menor masa.)

Si la peonza gira muy rápidamente, la poca nutación que pudiera presentarse podría resultar eliminada por el rozamiento sobre la punta de la peonza. La peonza parecería precesionar entonces, uniformemente y sin nutación, en torno a la vertical. Sin embargo, esta regularidad se debe sólo a la intervención del rozamiento.

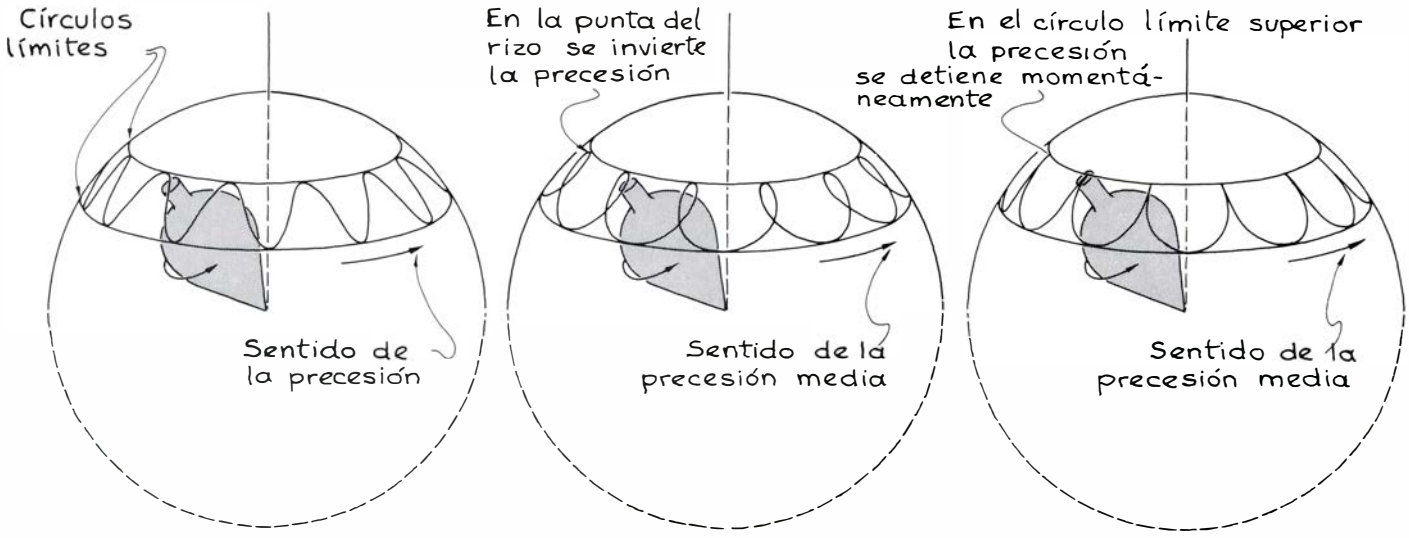
Cuando los círculos límites son coincidentes, puede darse una precesión exactamente uniforme. Para que así sea, hay que lanzar el trompo de modo que el ángulo que forme con la vertical corresponda con el ángulo de los círculos límites. Una peonza así no nuta, al no poder elevarse por encima de los círculos ni descender por debajo de ellos. Al no descender, tampoco puede convertir parte de su energía potencial en la energía necesaria para la precesión; será, pues, el procedimiento de puesta en movimiento o el impacto inicial sobre el suelo lo que deberá producir el impulso necesario para iniciar la precesión.

En realidad existen dos tipos de precesión posibles. De ellos, sólo el más lento está relacionado con la atracción gravitatoria sobre la peonza. Aunque el rápido se observa rara vez, puede presentarse si las condiciones iniciales son adecuadas. En la explicación clásica de la precesión rápida interviene una peonza (que en las exposiciones de los textos se considera habitualmente un elipsoide) que puede rodar libremente sobre un plano horizontal, a la vez que gira sobre sí misma. Sobre esta peonza imaginaria no actúan fuerzas ni momentos de giro, ni siquiera la gravedad. En esa situación, el trompo no puede resbalar sobre el plano para caer en él, ni romper su contacto con el mismo.

Mientras baila la peonza con su eje inclinado respecto a la vertical, comienza a precesionar en torno a ésta, de suerte que mantiene contacto con el plano horizontal, que recibe el nombre de plano invariante; la trayectoria des-



Efecto del momento de giro



Formas de nutación de una peonza

crita sobre el mismo por la punta de la peonza se llama herpolodia y, polodia, la trayectoria descrita por la punta de la peonza sobre la misma peonza. El movimiento así descrito conduce a una afirmación que, como ya dijo alguien, parece un galimatías: "la polodia rueda sin deslizar sobre la herpolodia que yace en el plano invariante". Esta precesión constituye una idealización de la precesión rápida que podría tener un trompo de verdad.

Mi colega James A. Lock ha puntualizado que la precesión rápida puede observarse en el giro de una pelota de fútbol americano y en una botella de refrescos lanzada al aire. Los jugadores de la línea media lanzan las pelotas dotándolas de giro al objeto de que mantengan la estabilidad en vuelo, aprovechando su forma aerodinámica. En los pases largos, las pelotas suelen llevar un notable giro excéntrico, que en parte puede deberse a la resistencia del aire. Incluso sin esta resistencia, la pelota giraría excéntricamente a condición de que se lanzara de modo que desarrolle una precesión rápida.

Esta precesión se observa mejor si se lanza hacia arriba una botella de refrescos dotada de giro. (La botella debe estar vacía, pues el bailoteo del líquido interferiría con el giro.) Si la botella se lanza con el eje vertical, quizá no se observe precesión alguna. Lanzándola con menos cuidado, la botella, a la vez que gira sobre sí misma, precesionará en torno a la vertical en el modo rápido. Este movimiento no se debe a la gravedad, pues la botella está volando. Durante la precesión, el fondo de ésta describe la herpolodia sobre un plano invariante perpendicular a la vertical.

La precesión rápida apenas aparece en el juego, porque es mucho más rápida que la precesión dependiente de la gravedad. Para dotar a una peonza de precesión rápida se necesita mucha más energía y, a menos que la reciba de algún modo en las etapas iniciales (por ejemplo, si fortuitamente la recibe en el lanzamiento acompañada del movimiento inicial conveniente), en lugar de ello se establecerá una precesión lenta.

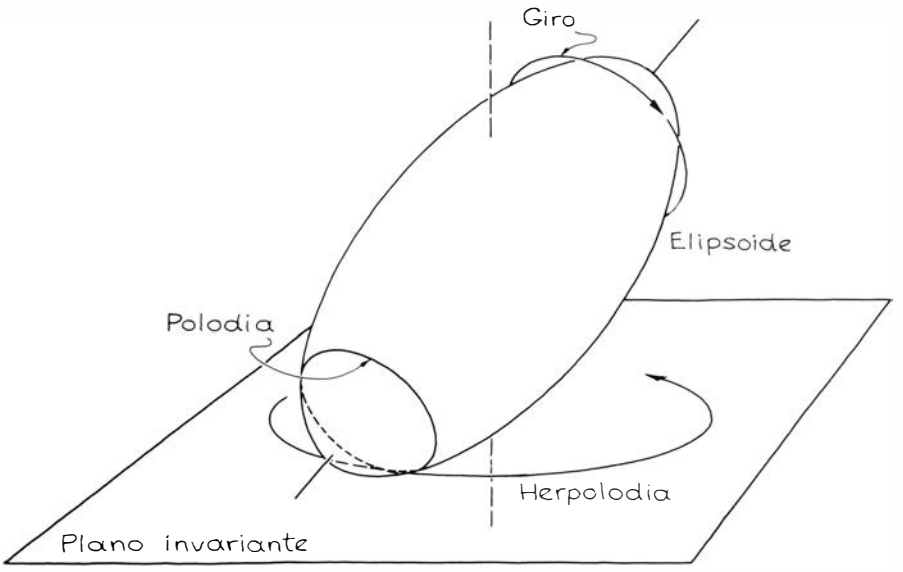
Con tino y cuidado podemos poner a bailar una peonza de modo que su eje quede vertical. (Aquí es muy útil el procedimiento de lanzarlo con dos cabos de cuerda que les describiré después.) Si la velocidad de giro sobrepasa determinado calor crítico, que depende del tipo de peonza, ésta permanece derecha. Para una velocidad de giro menor que la crítica, el juguete nuta entre la vertical y un círculo límite correspondiente a un ángulo con la vertical no nulo.

Ambos modos de comportamiento pueden observarse en una peonza real cuya velocidad de giro sea inicialmente superior al valor crítico y cuyo eje de figura esté inicialmente vertical. El giro atraviesa entonces dos etapas: primero un giro vertical sosegado y luego una nutación frenética. Este cambio tiene su causa en el rozamiento sobre el punto donde la peonza toca al suelo. Ocurre que, aun cuando la velocidad de giro inicial sea suficientemente elevada para que el giro sea vertical, el rozamiento acaba por reducir la velocidad de giro hasta un valor inferior al crítico; la peonza comienza entonces a inclinarse y a nutar y termina por morirse.

¿Puede suceder que un trompo inclinado inicialmente nute hasta la vertical? En principio no, porque siempre le faltará la energía necesaria para adquirir una verticalidad exacta. Sin embargo, puede acercarse mucho a ello si el círculo límite superior es muy pequeño. La peonza puede nutar entonces hacia arriba, de suerte que pase muy cerca de la vertical antes de volver a nutar hacia abajo. Se trata de una situación que, quizá, no se da con frecuencia.

Un observador avezado en esos comportamientos no estaría de acuerdo con casi nada de cuanto acabo de exponer. En realidad, sí hay peonzas que se levantan hasta girar verticalmente (se llaman peonzas dormidas), por lo que mis afirmaciones no son del todo correctas. Pero no se elevan a través de un efecto de nutación, sino a través de una sutil e imperceptible acción recíproca entre el pico de la peonza y el rozamiento entre la punta de la peonza (extremo del pico sobre el que gira) y el suelo. El pico de una peonza real no es el punto infinitesimal que hasta aquí he venido suponiendo; se acerca más al pico semiesférico.

Un pico como ése tendería a dar vueltas sobre el suelo en virtud del propio giro de la peonza. Además, el trompo trata de precesionar al mismo tiempo. Como ahora consideramos un pico más ajustado a la realidad, en vez de un punto inmóvil en contacto con el suelo, hemos de imaginar la precesión como un movimiento de la peonza en torno a su centro de masa, que permanece inmóvil. Vistas las cosas así, el punto de contacto con el suelo se moverá describiendo círculos por debajo del centro de masa, mientras que la parte superior de la peonza describirá círculos por encima del centro de masa.



Movimientos que engendran la polodia y la herpolodia

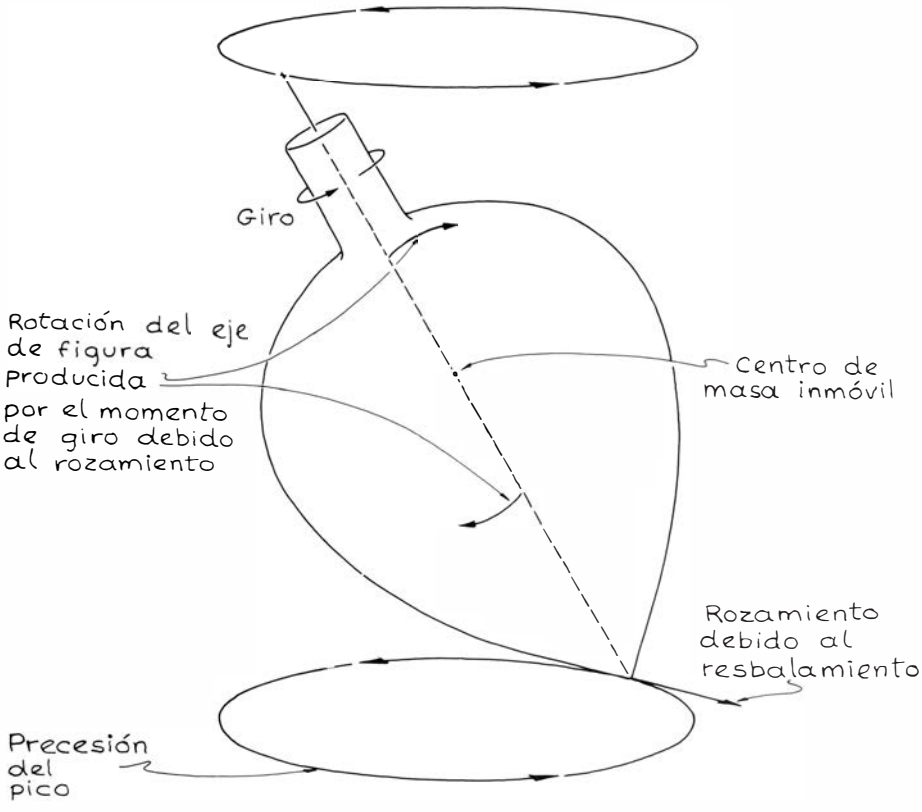
Como resultado, el pico semiesférico tratará de rodar sobre el suelo de dos modos, uno instado por la rotación de la peonza alrededor de su eje de figura y, el otro, provocado por la precesión que lo impulsa sobre el suelo. Por ser el primero más rápido que el segundo, el pico resbala. En este resbalamiento se produce un rozamiento entre el pico y el suelo de sentido contrario al resbalamiento, tal como se ve en la ilustración inferior de esta misma página; dicho rozamiento produce una rotación del eje de figura poniéndolo vertical. Para calcular el momento de giro correspondiente, podemos considerar que el centro de giro es el centro de masa y, entonces, el brazo de palanca será la distancia entre ese punto y el punto donde el pico toca al suelo; así, el momento de giro que endereza la peonza es el producto de este brazo de palanca por el rozamiento.

También es cierto que el rozamiento sobre el pico disipa energía. Por eso, el truco para diseñar una buena peonza dormida consiste en dar al pico una forma tal que el trompo se enderece antes de perder demasiada energía; por esta razón, las buenas peonzas dormidas tienen unos picos de pequeño radio de curvatura. Las peonzas con picos de radio de curvatura mayor necesitan más tiempo para enderezarse, y quizá no lleguen a la vertical antes de que la velocidad de rotación descienda por debajo del valor crítico necesario para mantener una posición vertical. Las peonzas de látigo, que se lanzan con un cordel para dar más energía al giro, muestran unos picos de radio de curvatura muy pequeño y se duermen a los pocos segundos del lanzamiento.

La inmensa mayoría de las peonzas que se venden en las jugueterías tienen forma de pera. Algunas se ponen en movimiento con las yemas de los dedos. Las más comunes entre nosotros son las que se lanzan al suelo al tiempo que se tira con energía del cordel arrollado. En ambos casos, caen girando sobre el suelo.

No se agota con ellos, ni mucho menos, la gran variedad de modelos que pueden (o que en su día pudieron) encontrarse en todo el mundo. En la bibliografía de este número se cita la obra de D. W. Gould, que constituye una hermosa descripción de los muchos tipos de peonza construidos hasta ahora. Hay peonzas dotadas de un conjunto de caras planas que sirven para jugar a suertes o para adivinar el futuro. Algunas son discos planos atravesados por un vástago delgado; las hay que son discos planos con una protuberancia central sobre la que bailan (pueden desplegarse varias de ellas de una vez desde un sólo soporte). Aparte de la peculiaridad de su movimiento, la característica más extraordinaria de las peonzas radica en que fueron desarrolladas bajo formas muy variadas por gentes que trabajaron casi independientemente en distintos puntos del mundo.

Dubois me ha escrito recientemente acerca de las peonzas que él y sus alumnos construyen a partir de objetos tan comunes como botones, agujas y tornillos. Lo corriente es que objetos tan inverosímiles necesiten sólo un pequeño anclaje para que puedan remedar a los trompos. Quizás haya que limar una punta o practicar una ranura en un eje para insertar el cordel. Otras veces unen varias piezas con pegamento para formar una peonza. (Según explica Dubois, nada da mejores resultados que la epoxia.)



Enderezamiento de una peonza a causa del rozamiento

Habida cuenta del papel que desempeña el rozamiento en el comportamiento de estos juguetes, Dubois experimenta con superficies diferentes. Comprobó que el papel, las hojas de plástico delgadas (como los envoltorios de alimentos) y las sábanas de cama dan gran resultado con algunas peonzas, pero ninguno con otras. Para Dubois, el suelo de linóleo es la única superficie sobre la que todas sus peonzas se comportan suficientemente bien, aunque casi todas ellas se comportan mejor sobre otra superficie. Si se quiere seguir la trayectoria descrita por la punta de una peonza, podemos ponerla a bailar sobre papel carbón, papel recubierto de hollín, vidrio recubierto de tinta o cualquier otra superficie donde la punta pueda dejar huella.

Algunas de las peonzas de Dubois pueden ponerse en marcha con un rápido movimiento de dedos. Sujeta la espiga de la peonza entre el pulgar y el dedo corazón, manteniendo hacia abajo la palma de la mano y la punta de la peonza; luego chasquea ambos dedos haciendo que la peonza salga girando por la mesa o el suelo. Si la peonza carece de espiga, apoya el pico sobre la palma de la mano, abierta hacia arriba; cuando pone a bailar la peonza con un brusco movimiento de dedos, la punta ya está convenientemente apuntada hacia abajo. Puede lanzarse de otra manera: se sujeta el pico entre el índice de la mano izquierda y el pulgar de la mano derecha, se retiran luego los dedos muy rápidamente en direcciones opuestas y la peonza se pone a bailar.

Con algunas peonzas pueden conseguirse rotaciones muy rápidas arrollando un cordel o una tira de tela alrededor del tronco o de cualquier otra porción cilíndrica de la peonza. Las cintas para máquina de escribir dan buenos resultados. (Ni que decir tiene que hay que eliminar antes la tinta.) Se introduce uno de los extremos de la cinta en la ranura del tronco y luego se arrolla dándole varias vueltas alrededor y se tira luego el trompo paralelamente al suelo, a la vez que se sujeta el extremo contrario de la cinta; el juguete comienza a girar entonces con inusitada rapidez.

Este procedimiento no sirve para el caso de peonzas pequeñas o frágiles. Con éstas, Dubois prefiere un arrollamiento de cinta doble. Las dos cintas se apuntan de la misma forma en la ranura y luego la peonza se hace girar sobre la mano para formar una capa de cinta doble de seis a 12 vueltas. En vez de lanzar la peonza para desenrollar las cintas, se tira ahora de éstas horizontalmente en dirección opuesta, consiguiendo que la peonza se ponga a girar. Con arrollamientos dobles de hasta 14 vueltas, Dubois hacer rodar una tachuela de tapicero a unas 15.000 revoluciones por minuto. Con los dedos logra velocidades de hasta 8000 revoluciones por minuto.

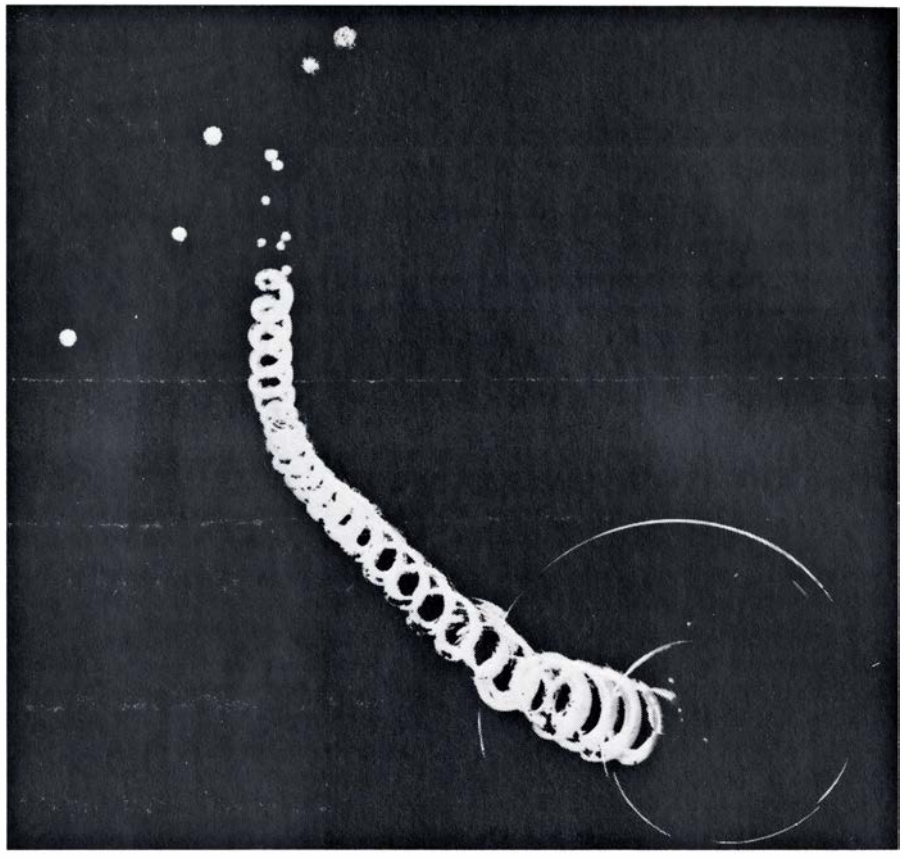
Si el tronco de la peonza es muy terso y pulido, como es el caso de las tachuelas de tapicero, cuesta mucho arrollar la cinta, porque resbala. Entonces, para aumentar el rozamiento, Dubois recubre la superficie con una capa de epoxia. Este rozamiento adicional significa que, cuando en el lanzamiento se llegue al extremo de la cinta, la peonza será desviada por un tirón final en vez de escurrirse libremente.

Algunas de las peonzas empleadas por Dubois silban o zumban cuando están vivas, sea porque arañan la superficie sobre la que bailan o porque generan turbulencias y vibraciones del aire. La velocidad de giro de una peonza silbante debe sobrepasar las 3300 r.p.m. Uno de sus ejemplares más rápidos silba a dos octavas por encima del la (440 hertz). Si la peonza baila sobre cierta clase de membrana, ésta actúa de tornavoz, realzando la audibilidad del sonido. La membrana no debe tensarse excesivamente ya que la peonza podría perforarla.

La rotación y la precesión pueden observarse con una lámpara estroboscópica. Para ello, la frecuencia de ésta se modifica hasta acompasarla con la rotación o con la precesión. Así se ve que algunas de las diminutas peonzas que Dubois me ha remitido giran a velocidades superiores a 100.000 r.p.m., lo que es posible gracias a que el momento de inercia de las peonzas respecto a su eje de figura es muy pequeño y la energía que reciben en el lanzamiento da por resultado una velocidad de rotación muy elevada. Las peonzas más corrientes en forma de pera tienen momentos de inercia mucho mayores, por lo que la energía de lanzamiento provoca velocidades de rotación bastante más reducidas.

La peonza más interesante con que me he topado hasta ahora es la peonza Tippe, que les describí en diciembre de 1979. El trompo en cuestión presenta

Fotografía de señales de hollín sobre una peonza Tippe realizada por Frank F. Johnson



Señal dejada por una de las peonzas Tippe de Johnson sobre vidrio recubierto de hollín

una mitad inferior semiesférica y un vástago central. Para hacerla bailar, se coloca con la semiesfera en la parte inferior, posición lógica dado que es la porción más pesada de la peonza. No obstante, apenas se suelta, la peonza se invierte y se pone a bailar sobre el vástago, elevándose la porción semiesférica en un aparente desafío a la gravedad.

La causa de esta extraña inversión está en el rozamiento con la superficie sobre la que gira la semiesfera. Haciendo bailar la peonza Tippe sobre una hoja de vidrio recubierta de hollín se consigue un dibujo que proporciona una visión de conjunto de su trayectoria, que se reproduce en la ilustración superior de esta página. (Fue obtenida y estudiada en 1960 por Frank F. Johnson, de Hasbrouk Heights, New Jersey.)

¿Cómo se comportaría una peonza sobre una superficie levemente inclinada? ¿Se desplazaría el punto de contacto exactamente igual que sobre una superficie horizontal? Ledo Stefanini, de la Universidad de Bolonia, acaba de publicar una respuesta detallada a estas preguntas. Al igual que otros estudiosos de la influencia del rozamiento sobre el comportamiento de las peonzas, Stefanini ha supuesto que el pico era semiesférico.

Si el trompo gira sin precesión, se desplazará horizontalmente a través del plano inclinado describiendo una recta. Pero si precesiona, hay cuatro posibilidades según la pendiente del plano inclinado y la inclinación de la peonza respecto a la vertical. Una de las trayectorias posibles del pico es una espiral plano abajo. Las otras trayectorias se asemejan a los modelos de nutación de una peonza ideal de pico agudo que no se desplace por el suelo. En algunos casos, el pico traza rizos sobre el suelo a la vez que se desplaza preferentemente en dirección horizontal. También puede dibujar guirnaldas. Para otro grupo de ángulos, el pico empieza trepando plano arriba y luego desciende moviéndose horizontalmente a través del plano.

Quizá resulte de interés ensayar distintas combinaciones de ángulos en un plano inclinado. Stefanini ha publicado un calco que obtuvo con una peonza zigzagueando sobre papel carbón adherido a un plano inclinado. Cualquiera puede hacer sus propios calcos para clasificar los movimientos posibles.

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

ENERGIA SOLAR FOTOVOLTAICA

SOLAR CELLS. C. E. Backus. IEEE Press Book, 1976.

SOLAR ENERGY CONVERSION: THE SOLAR CELL. R. C. Neville. Elsevier, 1978.

SOLAR ELECTRICITY, AN ECONOMIC APPROACH TO SOLAR ENERGY. W. Palz. UNESCO, 1978.

THIRTEEN PHOTOVOLTAIC SPECIALIST CONFERENCE. IEEE Press; Washington, 1978.

SECOND EUROPEAN COMMUNITY PHOTOVOLTAIC CONFERENCE; Berlín, 1979.

EL ARMAZON CELULAR

THREE DIMENSIONAL FINE STRUCTURE OF CULTURED CELLS: POSSIBLE IMPLICATIONS FOR SUBCELLULAR MOTILITY. Ian K. Buckley en *Tissue and Cell,* vol. 7, n.° 1, págs. 51-72; 1975.

MICROTRABECULAR LATTICE OF THE CYTOPLASMIC GROUND SUBSTANCE: ARTIFACT OR REALITY. John J. Wolosewick y Keith R. Porter en *The Journal of Cell Biology,* vol. 82, n.° 1, págs. 114-139; julio, 1979.

THE CONTROL OF PIGMENT MIGRATION IN ISOLATED ERYTHROPHORES OF *HOLOCENTRUS ASCENSIONIS* (OSBECK), I: ENERGY REQUIREMENTS. Katherine J. Luby y Keith R. Porter en *Cell,* vol. 21, n.° 1, págs. 13-23; agosto, 1980.

LAS ERUPCIONES DEL MONTE STA. ELENA

VOLCANOLOGY. Howel Williams y A. R. McBirney. Freeman, Cooper and Co., 1979.

FIRE AND ICE: THE CASCADE VOLCANOES. Stephen L. Harris. Pacific Search Press, 1980.

1980 ERUPTIONS OF MOUNT ST. HELENS. Dirigido por Peter W. Lipman y Donal R. Mullineaux. U.S. Geological Survey Professional Paper n.° 1250, 1981.

LA GALAXIA DE LA VIA LACTEA

THE LARGE-SCALE CHARACTERISTICS OF THE GALAXY. Dirigido por W. B. Burton. D. Reidel Publishing Company, 1979.

INTERSTELLAR MOLECULES. Dirigido por B. H. Andrew. D. Reidel Publishing Company, 1980.

STAR CLUSTERS. Dirigido por James E. Hesser. D. Reidel Publishing Company, 1980.P

THE MILKY WAY. Bart J. Bok y Priscilla F. Bok. Harvard University Press, 1981.

POLINIZACION SUBMARINA

BIOLOGY OF AUSTRALIAN SEAGRASSES: POLLEN DEVELOPMENT AND SUBMARINE POLLINATION IN *AMPHIBOLIS ANTARCTICA AND THALASSODENDRON CILIATUM* (CYMODOCEACEAE). Sophie Ducker, John Pettitt y Bruce Knox en *Australian Journal of Botany,* vol. 26, págs. 265-268; 1978.

REPRODUCTION IN SEAGRASSES: NATURE OF THE POLLEN AND RECEPTIVE SURFACE OF THE STIGMA IN THE HYDROCHARITACEAE. John Pettitt en *Annals of Botany,* vol. 45, págs. 257-271; 1980.

PERCEPCION ANORTOSCOPICA

POST-RETINAL VISUAL STORAGE. Theodore E. Parks en *The American Journal of Psychology,* vol. 78, n.° 1, págs. 145-147; marzo, 1965.

DISTORTIONS IN MOVING FIGURES VIEWED THROUGH A STATIONARY SLIT. S. M. Anstis y Janette Atkinson en *The American Journal of Psychology,* vol. 80, n.° 4, págs. 572-585; diciembre, 1967.

INTELLIGENCE FACTORS IN THE PERCEPTION OF FORM THROUGH A MOVING SLIT. I. Rock y E. Sigman en *Perception,* vol. 2, n.° 3, págs. 357-369; 1973.

AN INTRODUCTION TO PERCEPTION. Irvin Rock. Macmillan Publishing Co., 1975.

BIOQUIMICA DE LA RESISTENCIA A LA MALARIA

MALARIA AND HUMAN POLYMORPHISMS. Frank B. Livingstone en *Annual Review of Genetics,* vol. 5, págs. 33-64; 1971.

CULTIVATON OF MALARIAL PARASITES. William Trager y James B. Jensen en *Nature,* vol. 273, n.° 5664, págs. 621-622; 22 de junio de 1978.

GENETICS OF RED CELLS AND SUSCEPTIBILITY TO MALARIA. L. Luzzatto en *Blood,* vol. 54, n.° 5, págs. 961-976; octubre, 1979.

EL DESCUBRIMIENTO NEWTONIANO DE LA GRAVEDAD

FROM KEPLER'S LAWS, SO-CALLED, TO UNIVERSAL GRAVITATIONS: EMPIRICAL FACTORS. Curtis A. Wilson en *Archive for History of Exact Sciences,* vol. 6, n.° 2, págs. 89-170; 29 de abril de 1970.

FORCE IN NEWTON'S PHYSICS: THE SCIENCE OF DYNAMICS IN THE SEVENTEENTH CENTURY. Richard S. Westfall. American Elsevier Publishers Inc., 1971.

THE NEWTONIAN REVOLUTION: WITH ILLUSTRATIONS OF THE TRANSFORMATION OF SCIENTIFIC IDEAS. I. Bernard Cohen. Cambridge University Press, 1980.

TEMAS METAMAGICOS

GROUPS AND THEIR GRAPHS. I. Grossman y W. Magnus. New Mathematical Library, 1975.

TALLER Y LABORATORIO

THE TOP: UNIVERSAL TOY, ENDURING PASTIME. D. W. Gould. Clarkson N. Potter, Inc., 1973.

A REALISTIC SOLUTION OF THE SYMMETRIC TOP PROBLEM. T. R. Kane y D. A. Levinson en *Journal of Applied Mechanics,* vol. 45, n.° 4, págs. 903-909; diciembre, 1978.

BEHAVIOR OF A REAL TOP. Ledo Stefanini en *American Journal of Physics,* vol. 47, n.° 4, págs. 346-350; 1979.

ERRATA

En el número 55, correspondiente al mes de abril de este año, en la página 17, última línea de la tercera columna, donde dice "unos 6025 milímetros de agua" debe decir "unos 2440 milímetros de agua"; en la página 19, primera línea de la primera columna, donde dice "Unos 2260 suplen" debe decir "Unos 915 suplen"; en la página 20, sexta línea del último párrafo, donde dice "esporas reproductoras" debe decir "células reproductoras".

Taller y laboratorio

Los resaltos hidráulicos tienen un encanto especial, incluso los que se ven en el fregadero de la cocina

Jearl Walker

Cuando el chorro de agua de un grifo cae sobre un fregadero liso cuyo desagüe esté abierto, se forma un círculo en torno al punto de impacto. El radio de este círculo depende del volumen de agua transportado por el chorro, de modo que cuanto más débil es el caudal tanto menor es el círculo. Dentro del círculo, la profundidad del agua es menor que en el exterior; la transición entre ambas alturas se llama resalto hidráulico y se trata de una onda de choque estacionaria, que es la análoga hidráulica de las ondas de choque atmosféricas que crean los aviones supersónicos.

Aunque no caigamos en su cuenta, los resaltos hidráulicos aparecen en numerosas situaciones de lo más común. Así, pueden ocurrir en el agua que discurre por la calzada de entrada a un garaje o junto al bordillo de una acera; otros pueden contemplarse en canales de riego o pequeños arroyos. Pero los resaltos hidráulicos más espectaculares se dan en los estuarios de ciertos ríos cuando en ellos penetra la marea procedente del mar. Estos enormes resaltos hidráulicos, que se llaman barras de agua y también macareos, se desplazan aguas arriba a velocidades de hasta 12 nudos, tienen alturas de hasta unos seis metros y abarcan toda la anchura del río. La aparición brusca e inesperada de una barra de agua puede poner en grave peligro las embarcaciones que haya en el río.

De los tres tipos generales de ondas superficiales acuáticas, para la interpretación de los resaltos hidráulicos sólo importan las ondas de gravedad en aguas someras. En estas ondas, el movimiento está regido por la atracción gravitatoria que sufre el agua después de ser desplazada por primera vez. Su celeridad depende esencialmente de la profundidad del agua. Las ondas de gravedad en aguas profundas, que se desarrollan en la superficie de los océanos, no dependen de la profundidad y no desempeñan papel alguno en los resaltos hidráulicos, ya que éstos sólo se dan en aguas relativamente someras. Las ondulaciones del tipo que forman los insectos en las superficies de las charcas están gobernadas por la tensión superficial del agua, más que por la gravedad; estas ondulaciones, a veces llamadas ondas de capilaridad, tienen unas longitudes de onda relativamente reducidas (de algunos centímetros o menos) y no influyen en los resaltos hidráulicos.

Muchas veces hay que comparar la velocidad de una corriente de agua con la celeridad a la que se desplaza una onda de gravedad en aguas someras por la superficie de aguas tranquilas de la misma profundidad. Entonces, si el agua se mueve a mayor velocidad que las ondas, se dice que la corriente es supercrítica; en caso contrario, se dice que la corriente es subcrítica. Cuando ambas velocidades son iguales, se tiene una corriente crítica. Cuando una corriente pasa de supercrítica a subcrítica, se desarrolla un resalto hidráulico; esta transición es brusca y probablemente caótica porque durante ella la corriente se hace muy inestable.

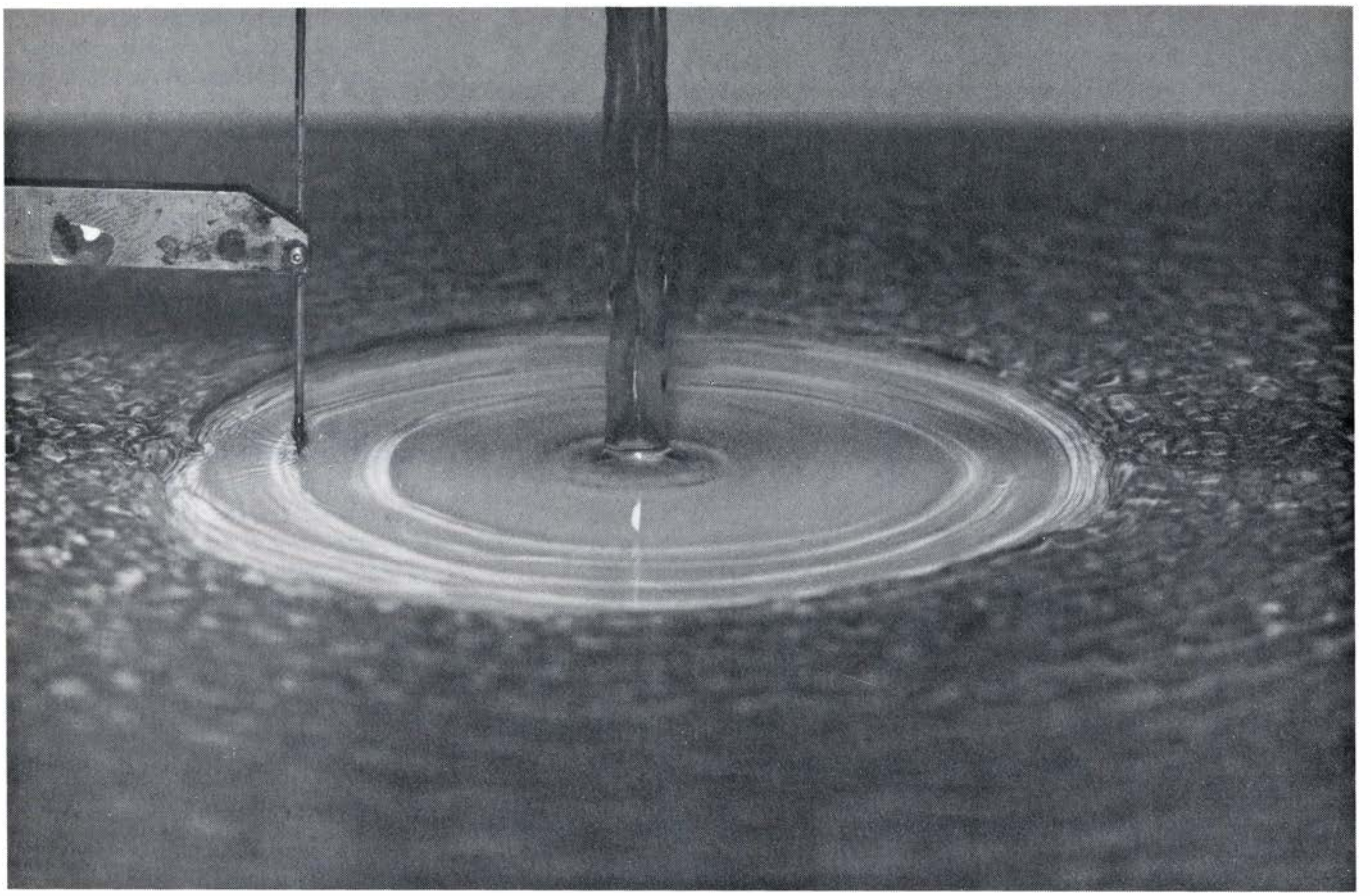
Cuando un obstáculo interfiere el movimiento normal de una corriente de agua, se generan ondas de tipo de gravedad en aguas someras. Si la corriente es subcrítica, las ondas pueden propagarse tanto aguas arriba como aguas abajo. En ciertos casos, puede haber una onda que permanezca estacionaria junto al obstáculo y aguas abajo del mismo. En efecto, si bien la celeridad de una onda depende fundamentalmente de la profundidad del agua, viene también condicionada por su longitud de onda; entonces, dentro de los límites de las longitudes de onda que un obstáculo puede engendrar, podrá darse una onda que se propague aguas arriba con una celeridad igual a la velocidad con que la corriente se desplaza aguas abajo. Además de mantenerse siempre en el mismo lugar, esta onda se verá reforzada continuamente por la interferencia del obstáculo con la corriente de agua. Las restantes ondas generadas por el obstáculo se propagarán alejándose del mismo, desvaneciéndose a la vez que se disipa su energía.

Cuando la corriente es supercrítica, no hay ninguna onda que se propague a mayor velocidad que la corriente y por ello ninguna viaja aguas arriba, siendo todas ellas arrastradas por la corriente. Si la corriente está pasando de supercrítica a subcrítica, puede formarse una onda estacionaria cuando la corriente atraviese el estado crítico. Entonces podrá darse la igualdad entre la velocidad de alguna onda que se propague aguas arriba y la velocidad de la corriente. A partir de una onda estacionaria como ésta puede desarrollarse un resalto hidráulico.

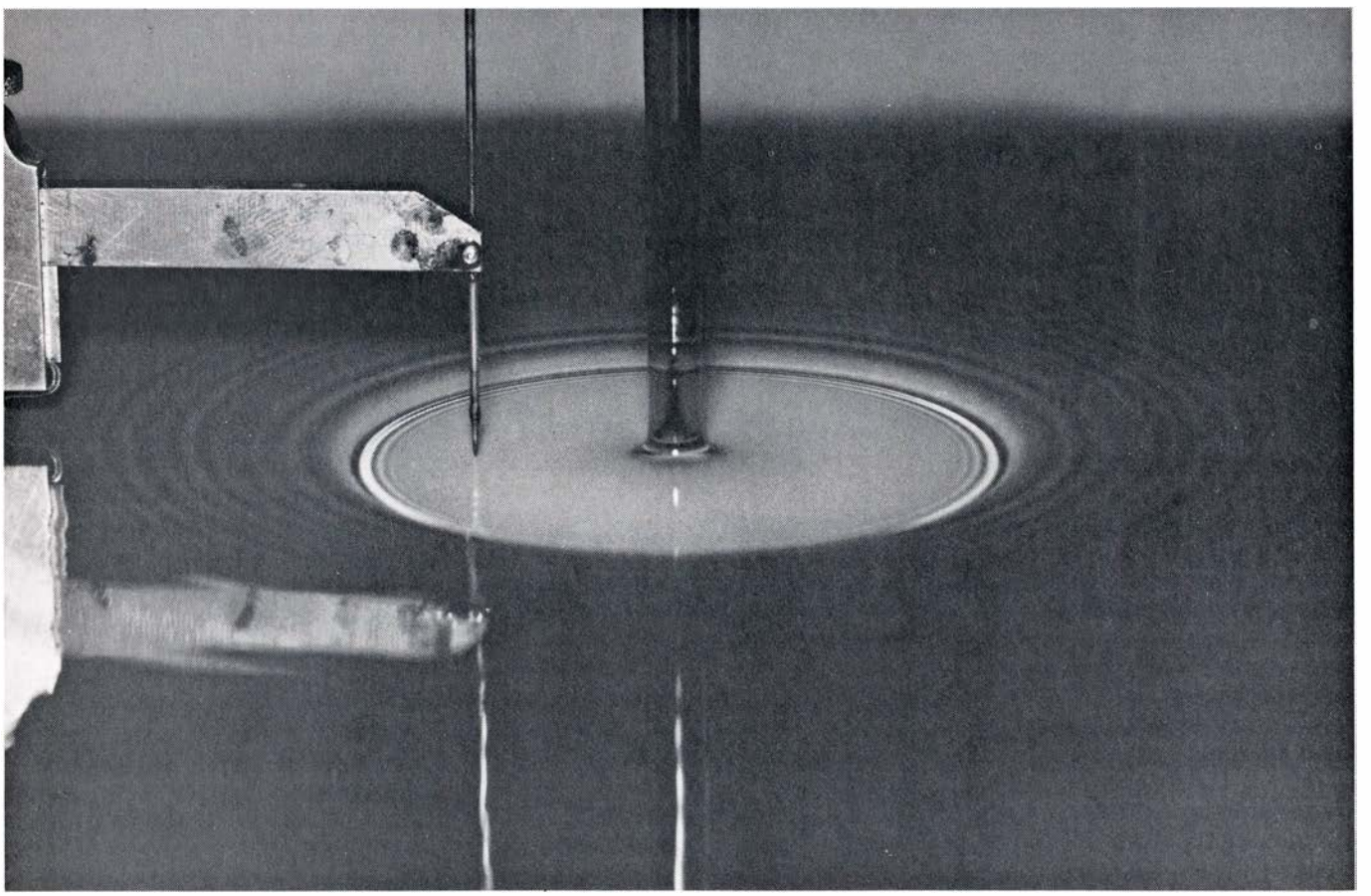
Un bajo existente en el lecho de un curso de agua nos proporciona un ejemplo de cómo un obstáculo puede crear una corriente supercrítica, una onda estacionaria y un resalto hidráulico en una corriente inicialmente subcrítica. Si el bajo es pequeño y produce sólo una resistencia reducida a la corriente, ésta sigue siendo subcrítica, pero más allá del bajo puede surgir una pequeña onda estacionaria. Si el bajo es mayor y produce más resistencia, la onda será mayor.

Un bajo aún mayor, y de superior resistencia, podría crear una onda con una zona relativamente poco profunda más allá del bajo y antes de la primera cresta. Como la celeridad de las ondas de gravedad en aguas someras depende de la profundidad del agua, el movimiento de las ondas será, en esta zona de poca profundidad, relativamente lento, obligando a que la corriente resulte en ella supercrítica. La primera cresta aguas abajo de la zona poco profunda devolvería la corriente a su estado subcrítico, a causa del aumento de profundidad. Si se mantiene la forma de la superficie del agua, la transición desde la zona poco profunda (corriente supercrítica) a la más profunda (corriente subcrítica) es un resalto hidráulico. Aunque un bajo no sea capaz de crear por sí sólo una onda estacionaria como ésta, sí podría desarrollarla a condición de que existiese después un segundo bajo que impidiese que una onda procedente del primero fuese arrastrada aguas abajo.

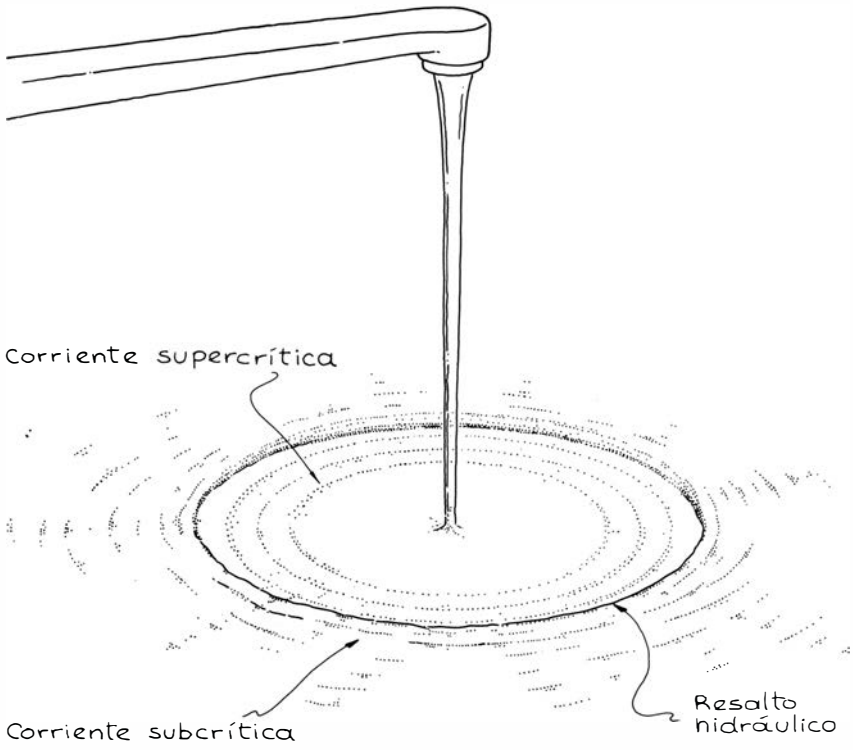
Normalmente la forma de los resaltos hidráulicos se clasifica de acuerdo con el llamado número de Froude, que da cuenta del estado de la corriente. El valor de este número es igual al cociente del cuadrado de la velocidad de la corriente entre el cuadrado de la velocidad de las ondas de gravedad en aguas someras propagándose en aguas tran-



Resalto hidráulico fotografiado por R. G. Olsson y E. T. Turkdogan



Efecto de añadir glicerina al agua



Detalles de un resalto hidráulico

quilas de la misma profundidad. Si la corriente es supercrítica, el número de Froude es superior a la unidad; si es crítica, el número de Froude es igual a la unidad y, si es subcrítica, inferior a la unidad.

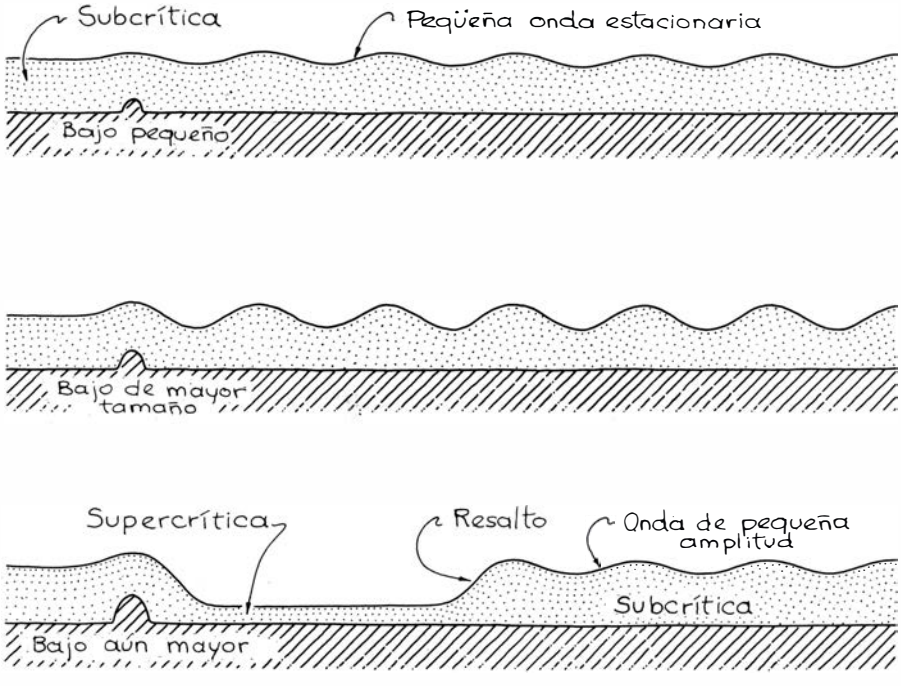
La forma de un resalto depende del número de Froude de la corriente supercrítica antes del resalto. (En principio la corriente sólo es inestable para un número de Froude de 1, pero la inestabilidad resulta tan caótica que se hace imposible ubicar exactamente dónde se da dicha condición. Esa es la razón por la que la clasificación se realiza empleando el número de Froude antes del resalto.) Si el número de Froude está comprendido entre 1 y 3, se dice que el resalto es ondular y se compone de una primera cresta grande y otras más pequeñas que la siguen aguas abajo; tras éstas, la superficie del agua aparece relativamente lisa. Para un número de Froude inicial comprendido entre 3 y 6, la transición entre los dos niveles del agua se hace más progresiva y no aparecen ondas posteriores; aquí se dice que el resalto es débil.

Si el número de Froude inicial vale entre 6 y 21, la transición origina ondas inestables de gran tamaño que pueden propagarse aguas abajo a distancias considerables del resalto; a causa de estas ondas irregulares, este tipo de resalto se llama oscilante. Cuando el número de Froude inicial se sitúa entre 21 y 80, se crea un resalto estacionario, que carece de ondas destructivas; en este caso, aproximadamente la mitad de la energía cinética del agua afluente se disipa en la turbulencia del resalto. Para números de Froude iniciales mayores, el resalto vuelve a hacerse irregular y agitado, disipa hasta el 85 por ciento de la energía cinética del agua y envía aguas abajo ondas potencialmente destructivas.

La velocidad de disipación de energía puede ser decisiva para el proyecto de una compuerta de presa o de otros sistemas de desagüe. A veces es necesario restar energía cinética a una corriente al objeto de evitar que las canalizaciones sufran daños. Para ello puede ser beneficioso colocar un obstáculo a través del fondo o una compuerta a través de la parte superior. El obstáculo debe diseñarse con gran cuidado, o bien debe ser ajustable de modo que pueda regularse el número de Froude y el resalto hidráulico no envíe aguas abajo ondas potencialmente destructivas.

Que una compuerta cree o no un resalto hidráulico en un canal dependerá de la inclinación de éste. Para un volumen de agua dado que discurra por segundo a lo largo de un canal, la pendiente determina la velocidad de la corriente y la profundidad del agua. Estos dos parámetros se relacionan de modo sencillo. Así, cuando el canal es escarpado, la corriente es rápida y la profundidad, escasa. Cuando la pendiente es más gradual, la corriente es más lenta y el agua, más profunda. Por definición, un canal escarpado es aquel que desarrolla corrientes de agua supercríticas. Los canales críticos generan corrientes críticas y los canales graduales, corrientes subcríticas.

Si sobre el agua que discurre por un canal gradual se hace descender una compuerta de modo tal que la corriente que emerja por debajo del canal sea supercrítica, se formará un resalto hidráulico para devolver la corriente al estado crítico que normalmente le corresponde en dicho canal. Si la corriente supercrítica procedente de la com-



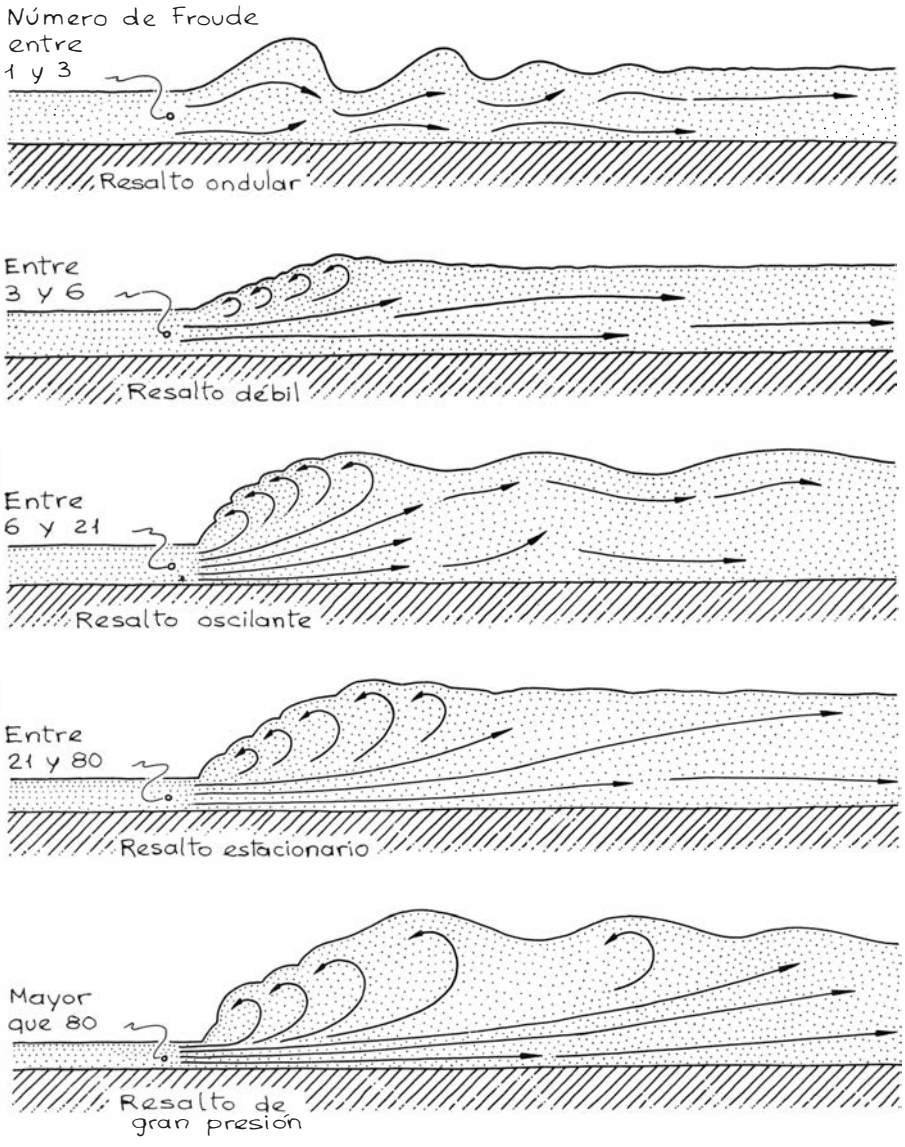
Corriente supercrítica producida por un bajo

puerta se forma en un canal crítico, puede que no aparezca un resalto apreciable; aquí, la corriente pasa de supercrítica a crítica y permanece así, tornando inestable la superficie. Si la compuerta produce una corriente supercrítica en un canal escarpado, la corriente sigue siendo supercrítica y relativamente estable a lo largo de todo él.

También puede surgir un resalto hidráulico cuando a un canal escarpado le sigue uno gradual, obligando a que la corriente de agua pase de supercrítica a subcrítica. En el canal escarpado el agua posee un número de Froude más bien elevado, y por ello permanece supercrítica y relativamente uniforme al ser bastante estable frente a las pequeñas perturbaciones producidas por obstáculos. Cuando el agua fluye sobre el canal gradual debe moverse más lentamente, de acuerdo con lo que es la corriente normal para tal pendiente, y el número de Froude disminuye aproximadamente hasta el valor para el que la corriente se hace inestable frente a las perturbaciones producidas por obstáculos. Además, se forman ondas y se desarrolla un resalto hidráulico para completar la transición a corriente subcrítica. Resultado de ello es una onda estacionaria que produce una variación repentina y espectacular de la profundidad de la corriente.

Este resalto puede que no se forme en la vecindad del lugar donde el canal escarpado se une al gradual. Su ubicación depende en parte de la pendiente del canal gradual. En efecto, cuanto mayor sea la pendiente del canal, tanto más paulatina será la disminución del número de Froude de la corriente y el valor crítico 1 se alcanzará en un punto más alejado aguas abajo; sólo entonces se formará el resalto. Si el canal gradual es sólo levemente inclinado, el número de Froude se reducirá antes y el resalto se formará en la proximidad de la unión de ambos canales, e incluso dentro del canal escarpado.

Cuando hace poco tiempo comencé a estudiar los resaltos hidráulicos, tuve que vérmelas con varias preguntas esenciales. ¿Por qué se presentan los resaltos hidráulicos? Como ya les he dicho, un resalto sirve como zona de transición para una corriente supercrítica que pasa a subcrítica; pero, ¿por qué es necesaria esa transición y por qué debe tener lugar bruscamente en un resalto? Si los resaltos aumentan bruscamente la profundidad de las corrientes, ¿por qué no se forman, por la misma razón, cuando la corriente es subcrítica? Y, por último, ¿por qué no hay resaltos en las transiciones desde una corriente supercrítica hasta otra también supercrítica, de número de Froude menor?

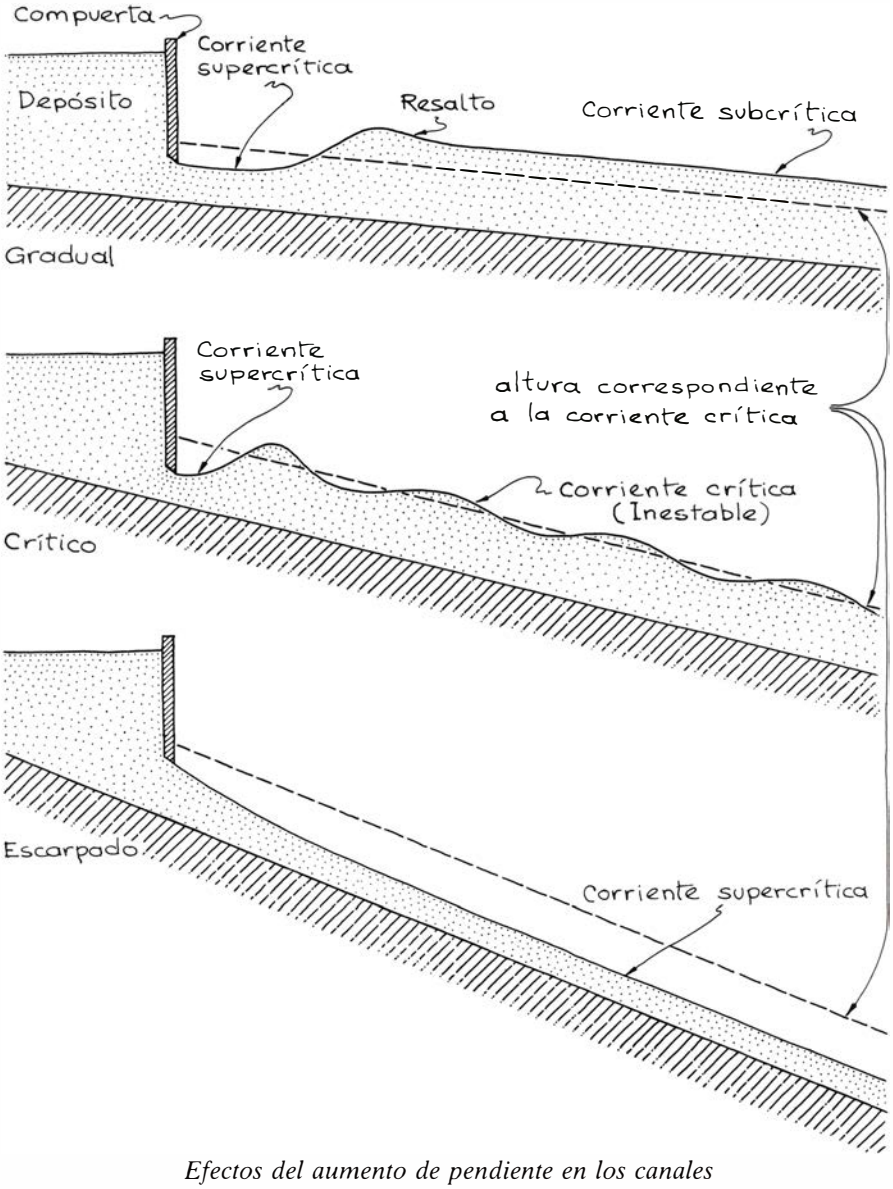


Tipos de resalto hidráulico

Permítaseme abordar estas cuestiones considerando una corriente supercrítica procedente de una compuerta o de un canal escarpado que se une a un canal gradual. La velocidad a la cual el agua puede fluir uniformemente por el canal gradual está regida por la pendiente y la rugosidad del mismo. El problema estriba en que el agua que penetra en el canal gradual se mueve con mayor rapidez que el agua que ya está dentro de él. Entonces, el agua que ya está en el canal producirá una resistencia que refrenará al agua entrante y, para que ésta pueda desplazarse aguas abajo, la profundidad deberá aumentar. Esta es la razón por la que una corriente de agua que fluye supercríticamente sobre un canal gradual empiece a moverse más lentamente y a hacerse más profunda.

Durante esta transición, que es más bien gradual, el número de Froude de la corriente disminuye hasta casi la unidad y la misma se hace sensible a las perturbaciones que pueda encontrar a lo largo del canal. Con sensible quiero indicar que basta con que la corriente encuentre una pequeña resistencia debida a un obstáculo para que aumente su altura considerablemente. Supongamos que la corriente (con un número de Froude próximo a la unidad) encuentra un pequeño bajo en el canal. La resistencia que este bajo opone a la corriente podrá ser muy pequeña, pero elevará la superficie hasta una altura comparativamente grande. Si la corriente encontrase el bajo teniendo un número de Froude diferente, la elevación consiguiente no sería tan espectacular.

Cuando la superficie del agua es impulsada repentinamente hacia arriba, se crean ondas. (Esto puede conseguir-



Efectos del aumento de pendiente en los canales

se también en un fregadero o en una bañera golpeando la superficie del agua, o elevando una mano sumergida por encima de la superficie.) Esta elevación completa rápidamente la transición a la profundidad mayor requerida por el canal gradual, y algunas de la ondas que así se crean quedan formando parte del resalto.

Hay varias razones por las que una transición de esa rapidez no tiene lugar entre dos corrientes subcríticas o entre dos supercríticas. Supongamos una corriente que fluye subcríticamente desde un canal gradual a otro canal más gradual todavía. En este segundo canal el agua tendrá que decelerar y hacerse más profunda para que pueda fluir a la velocidad dictada por las fuerzas que actúan sobre ella. En la transición entre ambas profundidades, sin embargo, no se formará resalto. Efectivamente, tan pronto el agua entrante comienza a moverse más lentamente y a hacerse más profunda, su número de Froude disminuye y se aparta del valor 1, valor crítico para el que la corriente es sensible. Y si esta corriente encuentra un obstáculo reducido durante la transición, la resistencia opuesta por el mismo a la corriente no producirá una elevación muy grande de la superficie del agua; el obstáculo perturbará la corriente, pero ésta recuperará en seguida la estabilidad.

Algo parecido ocurre cuando el agua fluye desde un canal supercrítico sobre otro, también supercrítico, pero de menor pendiente. Aquí disminuye el número de Froude, pero su valor permanece superior a la unidad y la corriente no es sensible a los pequeños obstáculos. La resistencia a la corriente podría originar un pequeñísimo aumento de altura, pero esta variación no sería espectacular y todas las ondas generadas se verían arrastradas aguas abajo por la corriente supercrítica.

Algunas de las propiedades de los resaltos hidráulicos pueden observarse sin más que colocar dos placas planas dentro del chorro de agua que sale de un grifo. Yo mismo hice la prueba de interceptar el chorro de agua que salía del grifo de mi cocina con una hoja de vidrio de ventana, manteniéndolo inclinado de modo que el agua se vertiera luego sobre un trozo de madera plano que sostenía apretado contra el extremo inferior del vidrio. El agua discurría por el vidrio sobre la madera y luego, desde el borde de la madera, hacia el fregadero. Las dos superficies inclinadas dispuestas de ese modo producen una corriente de agua diferente de la que fluye desde un canal escarpado a uno gradual, porque aquí el agua no está confinada entre paredes laterales; pese a ello, puede observarse la dependencia del resalto respecto del ángulo de inclinación.

Ajustando el ángulo formado por el vidrio y la madera me fue posible crear resaltos en casi todos los puntos de la madera. Para asegurarme de que el agua que se movía por encima del vidrio fluía supercríticamente, tuve que inclinar mucho el vidrio. Inclinando mucho la madera, aunque algo menos que el vidrio, el resalto aparecía más allá de la intersección del vidrio y la madera; con una inclinación muy pequeña (la madera incluso hubiera podido estar horizontal) se formaba el resalto en la intersección.

También experimenté con resaltos que se forman en canales inclinados, valiéndome de un sencillo montaje compuesto por una palangana de goma, dos perfiles acanalados de aluminio y un poco de cinta de plástico. Los canales metálicos estaban construidos de bandas de aluminio, que venían a medir un metro de longitud, más o menos, por varios centímetros de ancho. Doblé las dos bandas dándoles forma de perfil acanalado; atravesé una de ellas por la pared de la palangana, lugar del que previamente había recortado un poco de material. Los canales también hubiera podido hacerlos con trozos de canalón de tejado. Instalé luego una manguera de suerte que la palangana rebosara continuamente; así el caudal que fluía por el canal se mantenía constante.

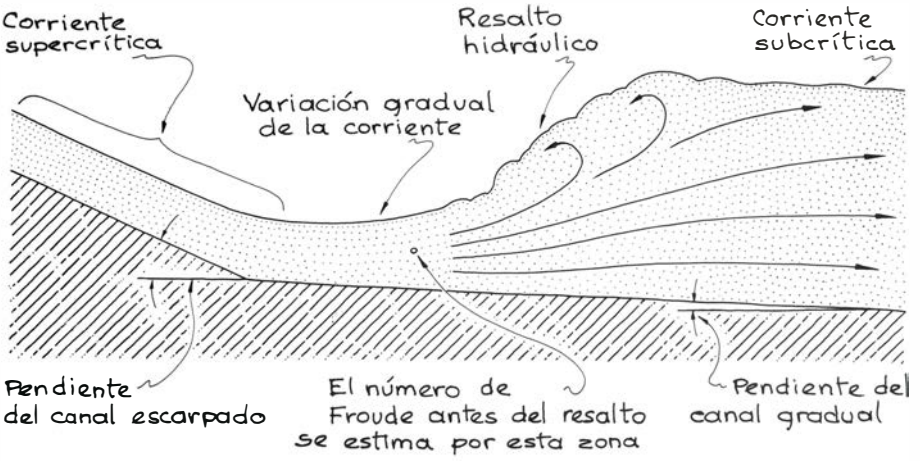
Fijé el segundo canal al extremo inferior del primero. Los ángulos de inclinación de los canales los ajustaba colocándoles debajo bloques de madera. El canal superior era escarpado y el infe-

rior, gradual. El agua discurría desde la palangana por el canal escarpado, luego por el canal gradual y, finalmente, por un desagüe del suelo del sótano. El canal lo fijé a la palangana con cinta adhesiva de plástico, arreglo que no resultó satisfactorio porque la cinta acababa aflojándose; sin embargo, me fue posible hacer casi todas las observaciones antes de que el montaje se viniera abajo.

Aunque crear resaltos me resultó sencillo, no me era posible decir de qué clase era cada uno. Constituye un montaje mejor construir los canales de plástico transparente para que el experimentador pueda contemplar los resaltos de costado; así sería más fácil determinar si la superficie del agua permanece lisa o si presenta ondas relativamente grandes.

Para estudiar los efectos de los bajos y de una compuerta en miniatura, retiré el canal inferior y coloqué obstáculos en el superior. Empleé de compuerta una placa metálica de casi la misma anchura que el canal. Ajustando la pendiente de éste y la profundidad de la placa, pude generar los distintos efectos que se producen en una compuerta. Como bajo puse un estrecho montículo de masilla a través de toda la anchura del canal. Ajustando la altura del bajo y la pendiente, pude controlar también la formación de resaltos.

Otra posibilidad para conseguir un bajo es construir una protuberancia lisa y gradual en el lecho del canal. El estudio teórico de lo que pasa cuando una corriente subcrítica encuentra una protuberancia como ésa sobre una pendiente gradual no es fácil. Puede ocurrir que la superficie del agua se eleve al pasar por encima de la protuberancia, si la corriente se hace supercrítica; y puede ocurrir también que la superficie se hunda al pasar el agua por encima de la protuberancia, si la corriente permanece subcrítica.

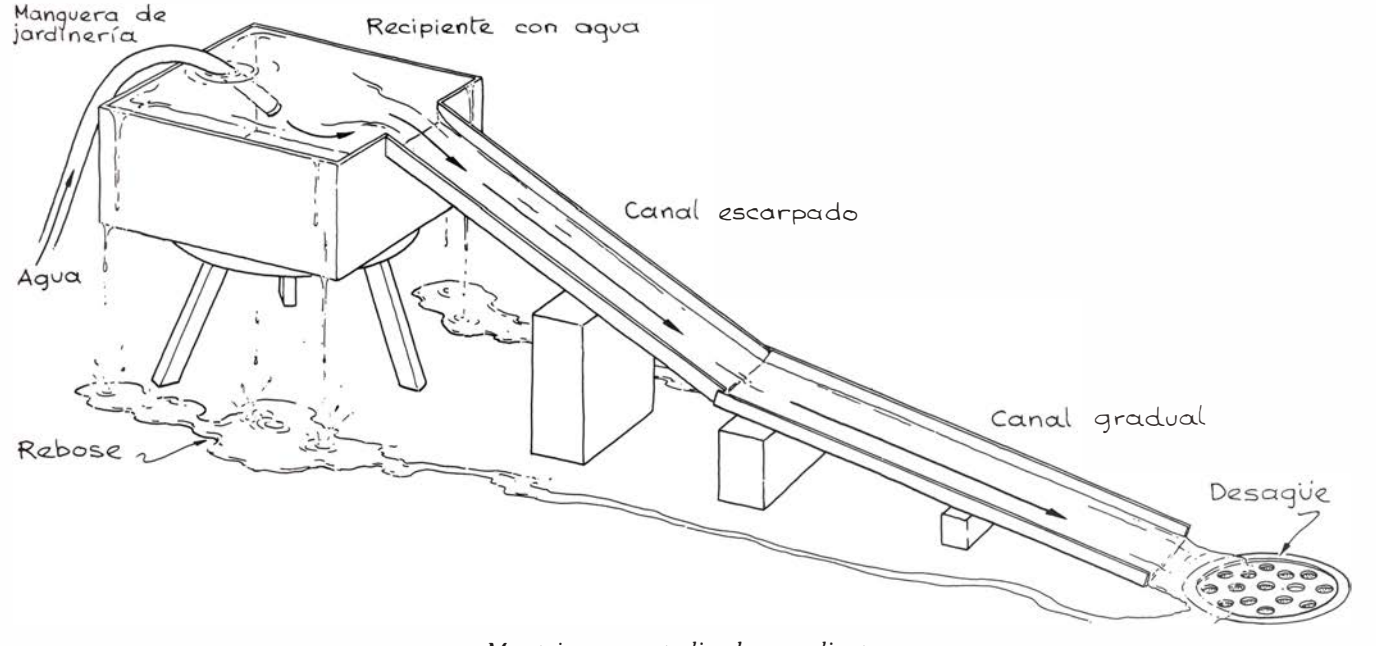


Resalto en un cambio de pendiente

El primero en dar cuenta del resalto hidráulico que se forma rodeando al chorro de agua que cae de un grifo fue Lord Rayleigh. En su trabajo titulado "De la teoría de grandes olas y barras de agua", publicado en 1914, Rayleigh organizó las ecuaciones que rigen el comportamiento de la energía cinética y de la cantidad de movimiento de una barra de agua. A manera de posdata incluyó sus sencillas observaciones del resalto hidráulico que se forma en un fregadero, haciendo notar que éste se rige por los mismo principios.

Hasta hace muy poco, y desde el trabajo de Rayleigh, los resaltos hidráulicos de los fregaderos de cocina recibieron poca atención. Uno de los estudios más interesantes acerca de los resaltos hidráulicos lo han publicado R. G. Olsson y E. T. Turkdogan, de la United States Steel Corporation. Lanzaron un chorro de agua sobre una placa plana circular mantenida perpendicularmente al chorro. El agua formaba un resalto sobre la placa.

El agua procedía de un depósito cuyo nivel se mantenía constante. Regulaban el diámetro del chorro mediante un orificio. Cuando sobre la placa se formaba un resalto, Olsson y Turkdogan medían la profundidad dentro y fuera de él introduciendo en el agua una escala de altura dotada de un nonio vertical y un índice de aguja. (Otro instrumento más ancho habría perturbado en exceso la corriente, destruyendo el resalto circular y aumentando la profun-



Montaje para estudiar las pendientes

didad del agua en las proximidades del aparato de medida.) En la parte interior del resalto la profundidad media oscilaba entre 0,1 y 0,9 milímetros. En la zona exterior, la profundidad variaba entre 1 y 3 milímetros.

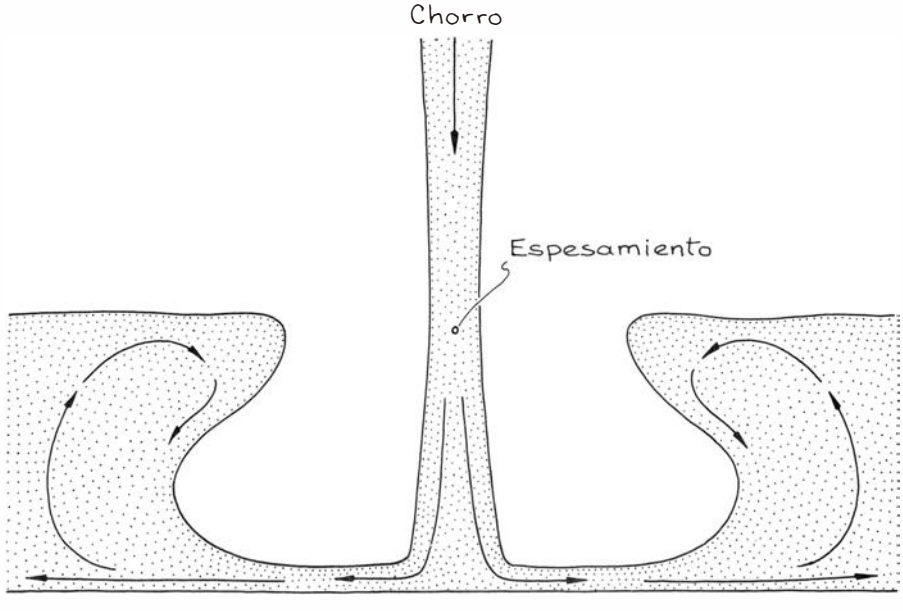
Filmando películas de gran velocidad (2000 fotogramas por segundo), Olsson y Turkdogan hicieron además una estimación de la velocidad de la corriente en la zona interior del resalto, utilizando para ello briznas de corcho que se movían en la superficie del agua. La velocidad resultó mantenerse aproximadamente constante hasta que el agua alcanzaba el resalto, punto donde comenzaba a disminuir. En otros experimentos sustituyeron el agua por fluidos más viscosos, resultando, en general, que, a mayor viscosidad, menor era el radio del resalto.

Yo mismo he generado resaltos hidráulicos con objetos diversos colocados en la trayectoria del chorro de un grifo. Un plato, una sartén e incluso el canto plano de un cuchillo de mesa crearon resaltos hidráulicos circulares completos o, al menos, partes de ellos. Hay que asegurarse el desagüe del fregadero o del recipiente, ya que si el agua se hace demasiado profunda, el resalto desaparece.

Cuando hice que el chorro cayera sobre una hoja de vidrio de ventana, introduje un poco de jabón en polvo en la zona de corriente supercrítica. Inmediatamente, el jabón fue arrastrado hacia el resalto, donde la turbulencia lo transformó en espuma. El jabón no disuelto se recogió precisamente al otro lado del resalto, donde lo dejaba el agua al disminuir la velocidad cuando la corriente pasaba a subcrítica.

Al crearse un resalto hidráulico en un fregadero de color oscuro o en una cazuela de hierro iluminados con luz fluorescente puede que se vean colores en la zona supercrítica. Yo mismo encontré bandas azules y amarillas (o anaranjadas) en torno al punto de impacto del chorro. Estos colores no se ven con luz incandescente o diurna. Las lámparas fluorescentes originan estos colores porque producen una luz que no es blanca, pese a lo que pueda parecer a la vista. La luz de una lámpara fluorescente tiene tres componentes fundamentales: la fosforescencia persistente de los luminóforos, o sustancias luminiscentes, que recubren el interior del tubo; la fosforescencia transitoria de otro tipo de luminóforos; y el espectro de emisión del mercurio excitado por la corriente de descarga a lo largo del tubo. La emisión uniforme de la fosforescencia persistente es más intensa en la región amarilla del espectro. La emisión de la fosforescencia transitoria se encuentra en la región del azul. Por eso, aunque el resultado medio parezca blanco, de hecho es un azul trémulo sobre un fondo constantemente amarillo.

Cuando un chorro de agua que cae choca con un objeto, se forma un movimiento ondulado camino del resalto hidráulico. Puesto que estas ondulaciones cambian la inclinación de la superficie del agua, modifican también la reflexión de la luz sobre el agua. A la vez que se trasladan desde la zona del impacto hacia el resalto, las ondulaciones reflejan unas veces luz amarilla y



Forma de resalto que aparece en una disolución de almidón de maíz y agua

otras veces una mezcla de amarillo y azul. Si el tren de ondulaciones es continuo, se verán círculos concéntricos de color amarillo y amarillo-azul alrededor del punto de impacto.

En una cocina pueden encontrarse muchos líquidos que sirven para generar resaltos hidráulicos si se vierten sobre un obstáculo plano y bien desaguado. Así, yo he interceptado chorros de aceite de maíz, vinagre, cerveza, almíbar, miel y una solución de almidón de maíz con una hoja de vidrio. Encontré que los líquidos de viscosidad relativamente baja exhiben unos resaltos hidráulicos similares a los que se forman con agua.

La miel, que estaba a la temperatura ambiente, resultó excesivamente viscosa para crear resalto hidráulico. Lo que pasaba es que, en vez de chocar con el vidrio y luego esparcirse hacia los lados supercríticamente, el chorro de miel se fundía lentamente con la delgada capa de miel que ya se encontraba en el vidrio. En el punto de impacto, un chorro fino se arrollaba sobre sí mismo en forma de rollo de cuerda; si el chorro era grueso, se movía de atrás adelante formando una cinta continua.

La solución de almidón de maíz pertenece a la clase de fluidos llamados no newtonianos, que se caracterizan por el hecho de que su viscosidad puede variar, no sólo por cambios de temperatura, sino también por cambios de tensión interna. Estos extraños fluidos los describí en el número de enero de 1979. La viscosidad de una solución de almidón se eleva inmediatamente cuando se la somete a tensión; al desaparecer ésta, la viscosidad torna de inmediato al valor inferior.

Preparé una solución de almidón en agua moderadamente espesa, de modo que fuera más espesa que el agua, pero no hasta el punto de que no pudiera fluir. Cuando vertí esta solución sobre una sartén, se formó un resalto hidráulico similar a los que se ven en agua. A la vez que subía el nivel del líquido en la sartén, el radio del resalto se contraía hasta un punto en que parecía desaparecer. A medida que disminuía el radio, el frente del resalto se hacía cada vez más empinado, pero en ningún momento manifestó turbulencia alguna; para el radio más pequeño de todos, el frente parecía ser cóncavo. En su caída, el chorro se espesaba al aproximarse al punto de impacto, chocaba con la solución que ya se encontraba en la sartén y luego se esparcía lateralmente para formar el resalto. Más hacia el exterior, a un radio de algunos centímetros, se evidenciaba un leve aumento de altura.

La extraña apariencia del líquido en la zona del impacto quizá se deba a la naturaleza no newtoniana de la solución de almidón. Lo que puede ocurrir es que, cuando la solución choca con la que ya está en la sartén, la viscosidad aumenta inmediatamente antes del punto de impacto e inmediatamente después del mismo. Resultado de ello es que el chorro colisiona con una superficie más bien rígida, aunque ésta sólo sea una solución de almidón; el fluido contenido en el chorro se proyectaba entonces horizontalmente en corriente supercrítica.

Tras el choque, el fluido sigue sometido a tensión, por lo que mantiene una viscosidad relativamente alta y, en consecuencia, el resalto presenta un radio reducido. El líquido fluye horizontalmente hacia el resalto y entonces un remolino transporta parte de la solución a la cima del resalto. El cerco muestra un saliente, posiblemente debido a la relajación de la tensión y consiguiente disminución de la viscosidad en esa zona. En cuanto el líquido es impulsado por el frente del resalto abajo y penetra en la zona de tensión creada por la corriente horizontal, la viscosidad vuelve a aumentar. El resultado es que el resalto presenta un frente cóncavo.

Cuando hice discurrir agua por la sartén, se formó un resalto hidráulico circular. Al inclinar la sartén, el resalto se deformaba, de modo que la parte de éste que quedaba más arriba se acercaba al chorro y la que quedaba más abajo se alejaba del chorro. El agua que se abría paso hasta la parte de arriba no se esparcía mucho, sino que, por el contrario, fluía hacia abajo en la cresta del resalto.

En los gases también pueden desarrollarse resaltos hidráulicos, y no sólo en los líquidos. Peter H. Hildebrand, del Servicio de Inspección de Aguas del estado de Illinois, fotografió uno de los casos más espectaculares de resalto hidráulico atmosférico y lo publicó en junio de 1977 en *Bulletin of the American Meteorological Society*. En aquella ocasión ocurría que una nube densa procedente de una tormenta de verano viajaba hacia el norte, pasando por Chicago en dirección al lago Michigan. Cuando la nube, que viajaba a gran velocidad a unos 200 o 300 metros de altura, se encontró con aire menos denso, reventó formando lo que sin duda fue un resalto hidráulico, dotado de un frente seguido de varias ondas. Este resalto se hizo visible al ser la nube densa notoriamente más oscura que el aire menos denso circundante.

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

LIBERACIONES CATASTROFICAS DE RADIACTIVIDAD

Reactor Safety Study: An Assessment of Accident Risks in U.S. Commercial Nuclear Power Plants (WASH-1400). U.S. Nuclear Regulatory Commission, National Technical Information Service, 1975.

The Effects of Nuclear Weapons. Dirigido por Samuel Glasstone y Philip J. Dolan. United States Department of Defense and United States Department of Energy, 1977.

TEORIA UNIFICADA DE LAS PARTICULAS ELEMENTALES Y LAS FUERZAS

Unity of All Elementary-Particle Forces. Howard Georgi y S. L. Glashow en *Physical Review Letters,* vol. 32, n.º 8, págs. 438-441; 25 de febrero de 1974.

Why Unify? Howard Georgi en *Nature,* vol. 288, n.º 5792, págs. 649-651; 18 y 25 de diciembre de 1980.

RECONOCIMIENTO DEL HABLA POR MEDIO DE ORDENADORES

On Human Communication: A Review, a Survey and a Criticism. Colin Cherry. The MIT Press, 1966.

Trends in Speech Recognition. Dirigido por W. A. Lea. Prentice-Hall, Inc., 1980.

ORIGEN DE LA INFORMACION GENETICA

The General Principles of Selection and Evolution at the Molecular Level. Bernd Küppers en *Progress in Biophysics and Molecular Biology,* vol. 30, págs. 1-22; 1975.

The Hypercycle: A Principle of Natural Self-Organization, Part A, Emergence of the Hypercycle; Part B, the Abstract Hypercycle; Part C, The Realistic Hypercycle. Manfred Eigen y Peter Schuster en *Die Naturwissenschaften,* vol. 64, n.º 11, págs. 541-565, noviembre, 1977; vol. 65, n.º 1, págs. 7-41, enero, 1978; vol. 65, n.º 7, págs. 341-369, julio, 1978.

Prebiotic Evolution. Peter Schuster en *Biochemical Evolution.* Dirigido por H. Gutfreund. Cambridge University Press, 1981.

LAS ENVOLTURAS DE LAS NOVAS

Structure and Evolution of Close Binary Systems. Dirigido por Peter Eggleton, Simon Mitton y John Whelan. D. Reidel Publishing Company, 1976.

Theory and Observations of Classical Novae. J. S. Gallagher y S. Starrfield en *Annual Review of Astronomy and Astrophysics,* vol. 16, págs. 171-214; 1978.

The Shell around Nova DQ Herculis 1934. R. E. Williams, N. J. Woolf, E. K. Hege, R. L. Moore y D. A. Kopriva en *The Astrophysical Journal,* vol. 224, n.º 1, 1.ª parte, págs. 171-181; 15 de agosto de 1978.

INSECTOS FILTRADORES

The Ecology of Running Waters. H. B. N. Hynes. University of Toronto Press, 1970.

The Role of Filter Feeders in Flowing Waters. J. Bruce Wallace, Jackson R. Webster y W. Robert Woodall en *Archiv für Hydrobiologie,* vol. 79, n.º 4, págs. 506-532, mayo, 1977.

An Introduction to the Aquatic Insects of North America. Dirigido por Richard W. Merritt y Kenneth W. Cummins. Kendall/Hunt Publishing Co., 1978.

Feeding Ecology of Stream Invertebrates. K. W. Cummins y M. J. Klug en *Annual Review of Ecology and Systematics,* vol. 10, págs. 147-172; 1979.

Filter-feeding Ecology of Aquatic Insects. J. Bruce Wallace y Richard W. Merritt en *Annual Review of Entomology,* vol. 25, págs. 103-132; 1980.

NAVES DE GUERRA A REMO EN LA ANTIGÜEDAD

Greek Oared Ships 900-322 A. C. J. S. Morrison y R. T. Williams. Cambridge University Press, 1968.

Ships and Seamanship in the Ancient World. Lionel Casson. Princeton University Press, 1971.

Another Punic Wreck in Sicily: Its Ram. Lucien Basch y Honor Frost en *International Journal of Nautical Archaeology and Undersea Exploration,* vol. 4, n.º 2, págs. 201-228; mayo, 1975.

The High Speed Capabilities of Ancient Boats. Sean McGrail y Ewan Corlett en *International Journal of Nautical Archaelogy and Undersea Exploration,* vol. 6, n.º 4, págs. 352-353; noviembre, 1977.

Engineering in the Ancient World. J. G. Landels. University of California Press, 1978.

PROTEOLISIS INTRACELULAR

Mitochondrial Protein Degradation. S. Grisolía, E. Knecht, J. Cervera y J. Hernández-Yago en *Processing and turnover of proteins and organelles in the cell,* dirigido por S. Rapoport y T. Schewe. Pergamon Press, 1979.

Fate of Proteins Synthesized in Mitochondria of Cultured Mammalian Cells Revealed by Electron Microscope Radioautography. E. Knecht, J. Hernández-Yago, A. Martínez-Ramón y S. Grisolía en *Experimental Cell Research,* vol. 125, págs. 191-199; 1980.

Autophagy of Ferritin Incorporated into the Cytosol of HeLa Cells by Liposomes. J. Hernández-Yago, E. Knecht, A. Martínez-Ramón y S. Grisolía en *Cell Tissue Research,* vol. 205, págs. 303-309; 1980.

Protein Degradation in Health and Disease. Ciba Foundation Symposium, número 75. Excerpta Medica; 1980.

TALLER Y LABORATORIO

On the Theory of Long Waves and Bores. John William Strutt, Baron Rayleigh, en *Scientific Papers;* vol. 6, 1911-1919, Cambridge University Press, 1920.

Radial Spread of a Liquid Stream on a Horizontal Plate. R. G. Olsson y E. T. Turkdogan en *Nature,* vol. 211, n.º 5051, págs. 813-816; 20 de agosto de 1966.

Open Channel Flow. Stephen Whitaker en *Introduction to Fluid Mechanics.* Prentice-Hall, Inc., 1968.

The Tides as We See Them. Edward P. Clancy in *The Tides: Pulse of the Earth.* Doubleday & Company, Inc., 1968.

Taller y laboratorio

Fosfeno: falsa sensación luminosa producida por un estímulo mecánico del globo ocular

Jearl Walker

Si el lector mantiene, durante un minuto o menos, el dedo índice presionando suavemente sobre un párpado cerrado, es muy probable que comience a ver fosfenos. Reciben ese nombre los contornos y colores que evolucionan en nuestro campo visual cuando éste se sume en la oscuridad. Pueden aparecer también bajo una luz parpadeante, en la oscuridad y cuando accidentalmente nos golpeamos la cabeza. A veces basta con cerrar los ojos apretadamente para verlos. Todavía guardo el recuerdo infantil de cómo reparé en ellos: llorando con la cabeza hundida en la almohada.

De los fosfenos, entre otros múltiples temas, se ocupó, hace un siglo, Hermann von Helmholtz. Dedicaré esta sección a algunas experiencias que recoge su *Tratado de Optica Fisiológica.* Trataré además de algunos experimentos recientes de Christopher W. Tyler, del Instituto Smith-Kettlewell de Ciencias de la Visión, de San Francisco. Al repasar aquellos trabajos me he sentido tentado a hacer experiencias con fosfenos. Les detallaré algunas observaciones propias. Interesantes, en realidad, son las observaciones de todo el mundo, pues no todos ven los mismos tipos de fosfenos. Antes de proseguir, permítame el lector prevenirle expresamente contra posibles lesiones. Si al apretar los ojos, le duelen, abandone la experiencia. Además, aunque no duela, la compresión no debe prolongarse más de un minuto. No hay que mirar fijamente luces intensas. Si, con los párpados cerrados, duelen los ojos al dirigir la vista hacia una luz intensa, también se abandonará la experiencia. Los fosfenos no valen el menor daño que pueda sufrir nuestra vista.

Helmholtz recogió algunas observaciones realizadas por los primeros investigadores que se ocuparon del tema, particularmente las efectuadas por Johannes Purkinje en 1819. Pero Helmholtz también experimentó por su cuenta. Señaló, así, que aplicando una presión constante sobre un punto del ojo, aparecía un fosfeno en el lado opuesto del campo visual. Por ejemplo, al apretar un ojo cerrado por la parte más próxima a la sien, se originaba un fosfeno que se apreciaba con nitidez en la zona próxima a la nariz; poseía un centro luminoso rodeado de un anillo oscuro y otro anillo luminoso, exterior.

Generación de fosfenos por compresión con el dedo

El fosfeno perdía luminosidad cuando Helmholtz miraba hacia la izquierda, con el ojo derecho cerrado. No consiguió que se solapara completamente con la visión foveal. (La fóvea es una diminuta zona de la retina donde es más denso el agrupamiento de conos. Cuando miramos directamente un objeto, la imagen se forma en la fóvea.)

En otro ensayo se miró fijamente a la nariz con el ojo derecho, mientras sostenía una hoja de papel blanco delante de la cara. El papel hacía las veces de superficie difusora y uniformemente iluminada. Luego, presionó su párpado derecho por la parte próxima a la sien, poniendo atención en que el dedo quedara situado, aproximadamente, en la mitad del globo ocular y apuntando hacia arriba.

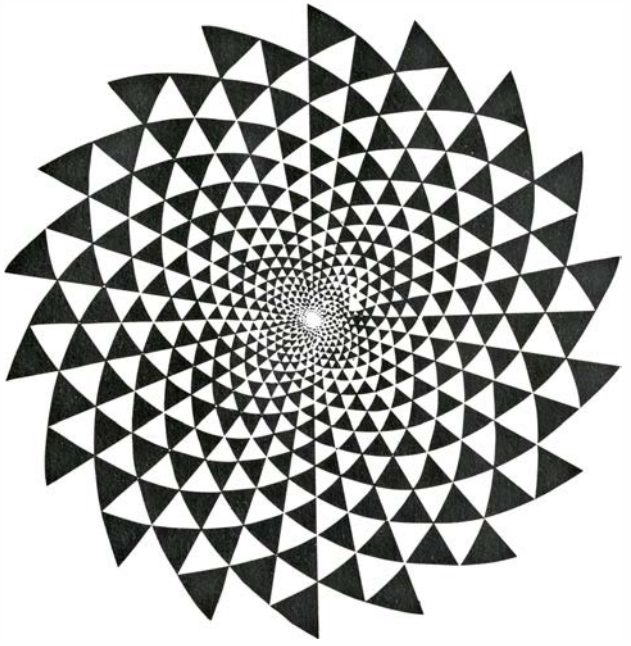
El fosfeno, que apareció en la zona del campo visual más próximo a la nariz, se componía de una mancha oscura rodeada de una franja curva luminosa; a la izquierda de ésta se veían unas bandas delgadas y oscuras. En el punto visual correspondiente a la fóvea había una zona de tono gris apagado. Más a la derecha, en la zona correspondiente al punto en que el nervio óptico penetra en la retina, había otra mancha oscura e imprecisa. Cuando Helmholtz repitió la experiencia, utilizando un fondo oscuro en vez de papel iluminado, la disposición de las imágenes de fosfenos resultó la misma, pero con las zonas luminosas y oscuras intercambiadas. No aparecía la sensación de un fosfeno en la visión foveal.

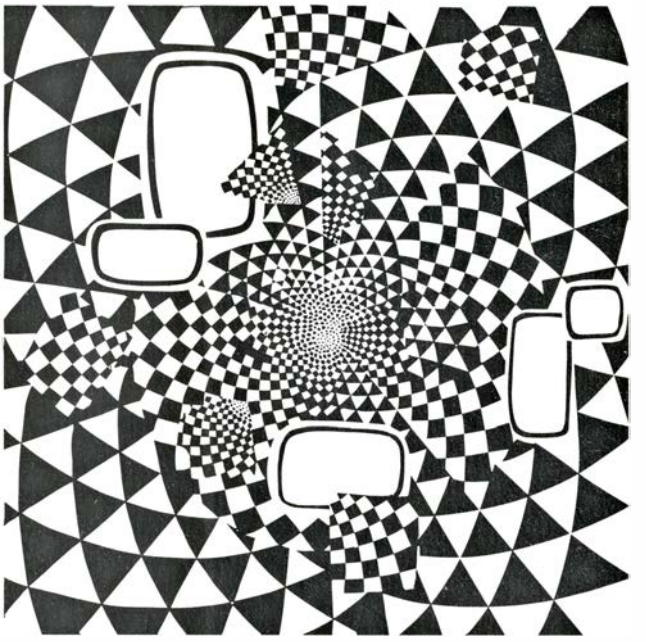
Al repetir personalmente estas experiencias iluminé mi campo visual utilizando la difusión producida por la pantalla de un proyector de diapositivas. Empecé cerrando el ojo izquierdo y manteniendo abierto el derecho. Mediante un leve toque sobre la parte del párpado derecho más cercana a la sien, me resultó fácil crear un fosfeno en la zona de mi campo visual más próxima a la nariz. Me dio la impresión de que tenía un color púrpura o azul oscuro.

No logré identificar tan fácilmente una estructura como la descrita por Helmholtz. En la zona foveal de mi campo visual había una pequeña mancha gris rodeada de una zona más luminosa; a la derecha aparecía una zona gris de forma similar a la de una punta de flecha que señalara hacia la zona foveal. Me resultaba más fácil observarlo si de vez en cuando variaba la presión que ejercía sobre el párpado; al hacerlo, el fosfeno de la nariz y la mancha luminosa de la fóvea oscilaban horizontal y desacompasadamente entre sí.

La imagen fosfénica puede complicarse con una presión más prolongada y fuerte sobre un ojo cerrado. El campo visual aparece entonces cruzado por formas y colores que flotan de un modo abigarrado; estas figuras son luminosas, coloreadas y en continua variación. Purkinje escribió que el "fondo se componía generalmente de cuadrángulos delgados dispuestos de una manera regular, sobre los que había estrellas de ocho rayos, o bien rombos oscuros o luminosos de diagonales verticales y horizontales; además, los dibujos aparecían rodeados de franjas alternativamente luminosas y oscuras".

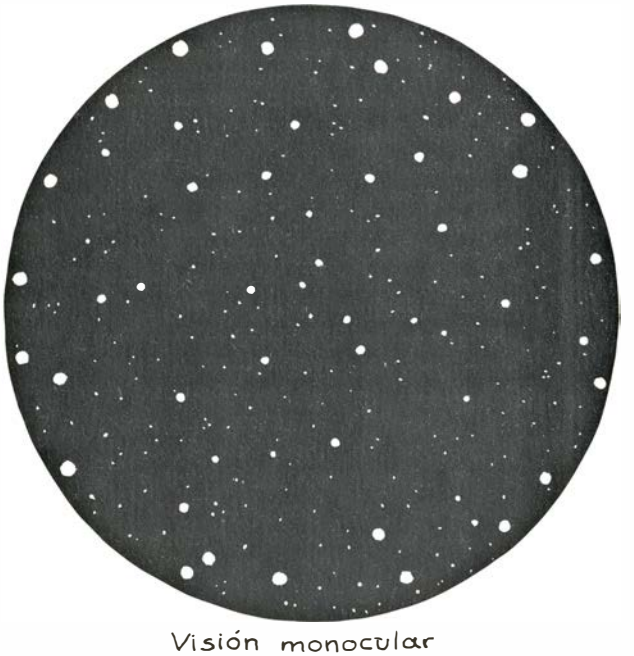
Helmholtz no observó tanta regularidad. Comparó las imágenes con finos pétalos y con superficies musgosas. En ocasiones le parecían enrevesados laberintos. Muchas veces, chispas luminosas azules o verdes cruzaban la imagen como rayos. Incluso cuando aflojaba la presión, con el ojo aún cerrado, la imagen persistía un tiempo. Al abrir el ojo, tras aflojar la presión, no veía nada en un principio. Luego, los objetos más luminosos de su campo visual se hacían brillantes y, superpuesta a éstos, seguía percibiendo parte de la imagen de fosfenos, pero entonces las zonas lumino-





Visión binocular

Motas pequeñas, amarillas; motas grandes, violetas



Visión monocular

Fosfenos producidos por compresión intensa, descritos por Christopher W. Tyler

sas y oscuras aparecían invertidas. Su visión terminaba por recobrar la normalidad.

Algunos experimentadores han informado que observan una imagen de la red circulatoria de la retina al apretarse un ojo cerrado con el dedo. Helmholtz, manifiestamente incapaz de repetir la observación, se mostró escéptico acerca de la intervención de la red retiniana. No obstante, hay personas que sí la ven. Así, W. A. Nagel, que redactó notas a pie de página para el *Tratado* de Helmholtz, observó que le resultaba fácil ver "una densa red de líneas luminosas sobre fondo oscuro" cuando mantenía un ojo cerrado durante 20 minutos como mínimo; no le era necesario apretar. Una vez que las líneas aparecían, podía distinguir en ellas como un trémolo, cabe presumir que debido al pálpito de la sangre en los capilares de la retina.

Cuando aprieto el ojo con alguna fuerza, se me empaña la visión y la zona foveal del campo visual se anima con trazos palpitantes. Ello se debe probablemente a que de esa forma perturbo la circulación de la sangre por la fóvea y, en consecuencia, lo que veo es una imagen palpitante que pone de manifiesto su red circulatoria. La red retiniana se extiende por delante de los fotorreceptores y, por ello, produce sombras sobre partes de la retina. Normalmente, el cerebro ignora esas sombras porque son invariantes. De manera consciente, sólo percibimos escenas que varían continuamente, sea porque los objetos se mueven, o porque nuestros ojos exploran la escena. Pero si se perturba la circulación retiniana, podrá observarse, aunque de modo impreciso, la configuración de la red.

Los fosfenos se presentan también cuando giramos rápidamente los ojos hacia un lado. Con un fondo oscuro, las imágenes aparecen dentro del campo visual en forma de manchas luminosas o anillos alrededor del punto ciego. Los ojos no aprecian fosfenos iguales; el ojo que gira hacia la nariz "ve" un fosfeno más apagado que el ojo que gira hacia la sien. Si el fondo es brillante, las manchas se muestran oscuras.

Este tipo de fosfenos se han atribuido a la tracción y compresión del nervio óptico. Cuando giramos los ojos rápidamente, el haz nervioso de uno de los ojos se comprime y, se alarga, el del otro ojo; los fosfenos consiguientes son momentáneos. Hay quien los ve como anillos, enteros o fraccionarios, centrados en la zona del punto ciego. Purkinje describió franjas luminosas aproximadamente en el centro del campo visual. Si dirigía la mirada hacia la nariz, la imagen le resultaba permanente. Para Helmholtz, la imagen duraba muy poco, aunque girase vigorosamente el ojo.

Cuando cambia la acomodación, o distancia focal, del ojo también pueden aparecer fosfenos, pero éstos no son tan claros como los anteriormente descritos. Helmholtz sugería enfocar un objeto situado inmediatamente junto al exterior de una ventana y cambiar a un objeto alejado, minutos más tarde. Entonces, a la vez que la vista se acomoda a la visión a distancia, puede observarse un pequeño reborde luminoso en torno al campo visual. Lo que aquí ocurre es que la relajación repentina de los músculos del ojo produce unas variaciones de presión que generan fosfenos. Purkinje podía crear asimismo el reborde luminoso al aflojar repentinamente la presión sobre el ojo, observación que Helmholtz no consiguió repetir.

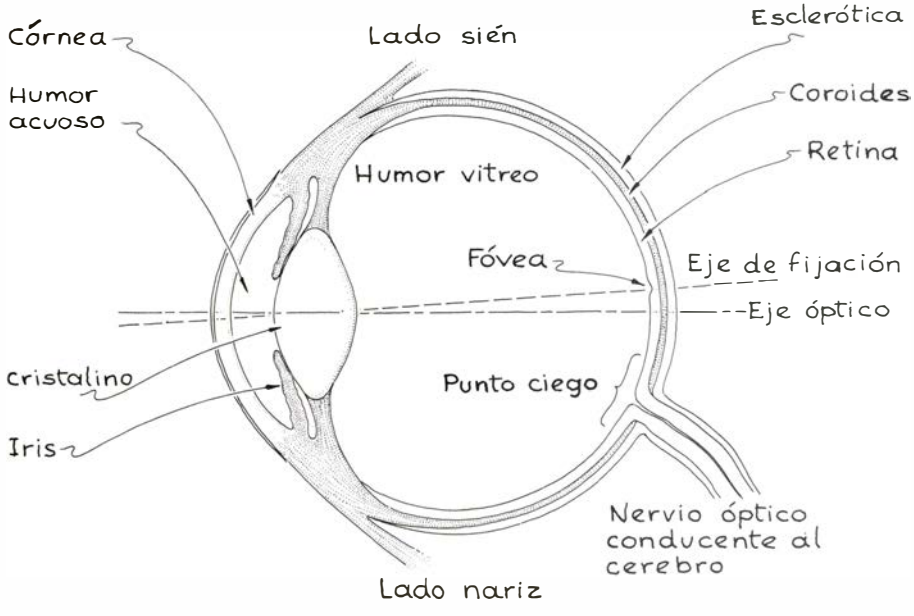
De todas las imágenes de fosfenos descritas por Helmholtz, las más extrañas son las que se le aparecen a una persona que se sienta durante un rato en oscuridad total. Estas figuras, que se han llamado el "cine del prisionero", no requieren compresión alguna sobre los ojos. Los fosfenos pueden aparecer siempre que en el campo visual no se produzcan variaciones. Esta situación puede darse en oscuridad total o bajo una luminosidad constante (como en una borrasca de nieve).

Para Helmholtz, las imágenes creadas por la oscuridad eran ondas que se interferían fundiéndose. Estas ondas se desplazaban lentamente con relación a las demás figuras. Probó que ese movimiento ondulatorio estaba sincronizado con su propia respiración. El fondo general sobre el que se movían las ondas nunca estaba en total oscuridad, sino que veía zonas iluminadas que aparecían y desaparecían con cada aliento.

Yo mismo observo este tipo de fosfenos cada vez que paso la noche en una caverna durante una excursión espeleológica. Tras apagar las luces y prepararme para dormir, la oscuridad es absoluta. Pero al cabo de 10 minutos, más o menos, observo manchones de luz borrosos y, sin luces de referencia que me sirvan de guía, los fosfenos me parecen luces reales situadas fuera de mi alcance.

Tyler ha publicado recientemente nuevas observaciones de estas figuras. Su trabajo se reseña en la bibliografía de este número. Cuando alguien hace converger la vista intensamente, como al contemplarse la punta de la nariz cruzando los ojos, pueden aparecer dos tipos de fosfenos. Si la convergencia se hace de forma rápida, pueden verse dos grandes anillos que rodean momentáneamente al punto ciego; son los que observó Purkinje durante una rotación rápida de los dos ojos y, dado que aparecen al girar ambos ojos hacia la nariz, su causa debe estar en el alargamiento del nervio óptico.

Hay otro tipo de fosfeno que se manifiesta si la convergencia se efectúa frente a una fuente luminosa uniforme y de modo intenso y constante. En el centro del campo visual, aparecen entonces unas pesas de gimnasia rojas, aunque algunos observadores informan



Corte transversal del ojo derecho, visto desde arriba

que ven discos rojos en vez de pesas. De este fosfeno es responsable la tensión producida al hacer converger la vista, pero es evidente que también se necesita luz adicional. Aquí ocurre que la luz podría llegar a la retina tanto atravesando la pupila como rodeando el globo ocular y a través de la esclerótica, que es la membrana blanca exterior que recubre el globo ocular.

Una sencilla comprobación revela cuál es la trayectoria de la luz. Si se colocan los dedos sobre cada párpado cerrado en la parte contigua a la nariz, el fosfeno desaparece, mientras que si se colocan en la parte próxima a la sien, el fosfeno se mantiene. Por consiguiente, la luz que participa en la imagen del fosfeno penetra en el campo visual a través de la pupila. El fosfeno aparece aun cuando se tape un ojo.

Apretando las palmas de las manos contra los ojos cerrados, durante un minuto aproximadamente, pueden crearse numerosos fosfenos de aspectos variados. Tyler ha clasificado estas figuras atendiendo al lugar del trayecto visual donde es más probable que se cree cada imagen. Con una compresión suave, la figura se compone de remolinos coloreados, causados verosímilmente por la disminución de oxígeno en la retina cuando la compresión retiene el flujo sanguíneo. Este efecto puede que se produzca en el fondo de los fotorreceptores (conos y bastoncitos) o en otro lugar más cercano a la superficie de la retina, como los ganglios. A veces, la fóvea aparece rodeada por un halo o anillo azul. Se desconocen las razones de la estructura y el color.

Con una compresión levemente mayor, y aflojando acto seguido, puede verse la configuración de la red circulatoria retiniana. Lo que ocurre entonces es que la variación de compresión sobre la retina produce una variación del flujo sanguíneo por la red circulatoria; en consecuencia, si la actividad nerviosa junto a los vasos es distinta de la actividad nerviosa a mayor distancia, puede exteriorizarse una visión esquemática del sistema vascular.

Aumentando aún más la compresión, y aflojando luego, podemos apreciar la red circulatoria de la coroides, que está situada entre la retina y la esclerótica. Este sistema, que aparece en rojo sobre fondo negro, quizá se manifieste con mayor claridad en el momento en que se afloja la compresión sobre la red y la sangre vuelve a fluir por ella. Uno de los pocos procedimientos para observar directamente el sistema circulatorio coroidal es precisamente éste.

Vasos sanguíneos retinianos del ojo derecho, que a veces se ven como fosfenos

Hay otros dos tipos de distribuciones de puntos que pueden observarse apretando a fondo. En ocasiones se ven a la vez. En un tipo de distribuciones aparecen puntos amarillos esparcidos al azar sobre fondo oscuro. En el otro, se presentan puntos luminosos de color violeta sobre un fondo más oscuro todavía. Los puntos amarillos son de tamaño normal, mientras que los violetas van creciendo a medida que se aproximan a la periferia del campo visual. Estas distribuciones pueden observarse con cualquiera de los dos ojos y no requieren apretarlos con violencia. Según razona Tyler, como la circulación sanguínea ya ha sido detenida por la compresión, estas distribuciones de puntos se producen probablemente en algún lugar del trayecto visual posterior a la posición de los fotorreceptores.

Cuando ambos ojos sufren una compresión a fondo como ésta, el observador puede ver figuras complicadas: un emparrillado regular parecido a un tablero de ajedrez o a una serie de triángulos dispuestos ordenadamente, o bien una estructura celular semejante a menor escala. A veces se observan ambas configuraciones superpuestas entre sí. Otras, aparecen incluidas unas cuantas zonas en blanco que Tyler compara con pantallas de televisión.

Para distinguir estas figuras complicadas se necesita una compresión a fondo y visión binocular; de ahí que, probablemente, el punto donde se producen se encuentre bastante adentrado en el trayecto visual. Tyler sugiere que se generan en la corteza óptica; se desconoce, empero, dónde y cómo se crean. Determinados elementos del sistema nervioso óptico parecen haber sido diseñados para reconocer líneas, pero hasta ahora no se sabe de elementos que identifiquen cuadrados, hexágonos o cualquiera de las figuras y dibujos geométricos que se ven en los fosfenos.

Si comprimiendo los ojos se manifiestan, al azar, elementos que reconocen líneas, cabría esperar que lo observable en los fosfenos fuesen líneas de distribución aleatoria y no dibujos geométricos. Entonces, puede que en algún lugar del proceso de visión, por debajo del nivel de consciencia, haya elementos que respondan a determinadas periodicidades y formas. En un grosero examen de los fosfenos geométricos podría conjeturarse que tales elementos se excitaran al ejercerse una compresión a fondo sobre ambos ojos.

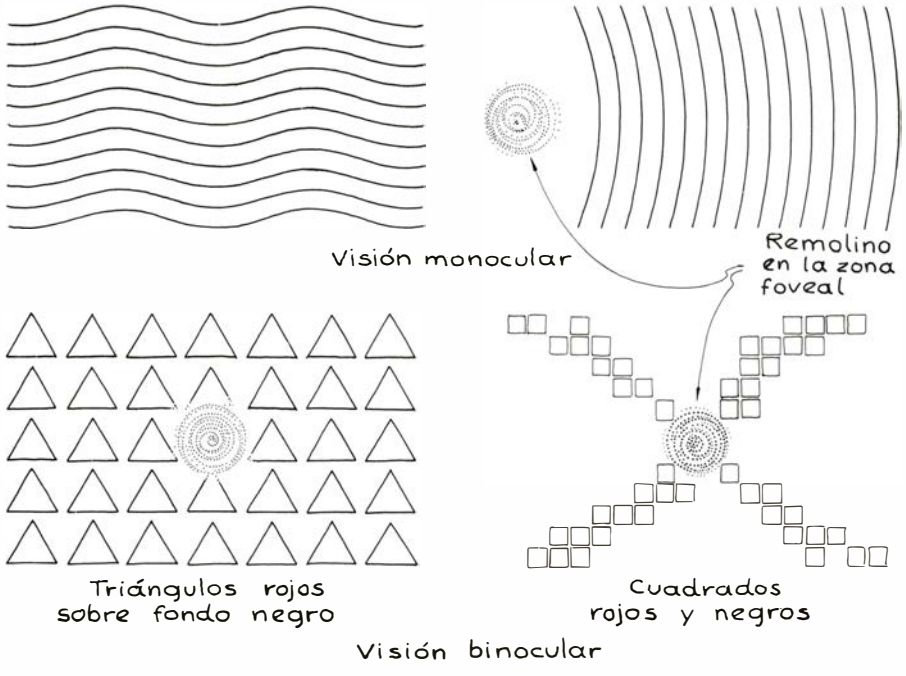
Parte de la fascinación que ejercen las luces estroboscópicas de las discotecas quizá resida en los fosfenos que engendran, incluso cuando tenemos los párpados cerrados. Una luz que destelle a razón de unas 10 a 30 veces por segundo puede inducir figuras geométricas muy vivas, llenas de colorido. (Tal vez el uso aquí del término "fosfeno" sea incorrecto. Aunque las imágenes que se ven bajo una luz parpadeante sean similares a las imágenes de fosfenos que se originan con una compresión a fondo sobre los ojos, no estoy seguro de que se obtengan los mismos efectos. Pese a ello, voy a suponer que sí lo son.)

En ensayos recientes relativos a luces parpadeantes se colocaron observadores mirando hacia una pantalla iluminada por detrás. La luz que incidía sobre ésta se había hecho intermitente interceptándola con un rodete giratorio, consiguiendo así una superficie con iluminación parpadeante y uniforme. A la frecuencia de 30 hertz pudieron percibirse al menos dos tipos de estructuras. Una de ellas consistía en cuadrados dispuestos a modo de un tablero de ajedrez; la otra, de hexágonos. Ambas duraban unos cinco segundos antes de fundirse en otra figura o en una visión sin interpretación posible. En la imagen de hexágonos los observadores pudieron distinguir una distribución a pequeña escala rodeada por una distribución de hexágonos mayores.

Son éstas sólo algunas de las figuras que pueden verse bajo una luz parpadeante. A frecuencias inferiores, de unos dos hertz, lo más que puede producir el parpadeo son zonas de grises y blancos revueltos. A frecuencias mayores (de 60 hertz o más) el parpadeo se hace menos manifiesto a medida que los pulsos luminosos se funden para dar paso a la sensación de que la pantalla está iluminada constantemente.

Para la mayoría de los observadores, las figuras geométricas coloreadas se manifiestan cuando la frecuencia se halla comprendida entre 10 y 30 hertz. Se cree que las figuras aparecen únicamente si ambos ojos reciben luz parpadeante. Esta necesidad de visión binocular implica que las figuras se formen en un lugar del trayecto visual más adentrado que los ojos; de lo contrario, bastaría con un solo ojo. Quizá se generen en la corteza óptica, que es donde se perciben las formas complicadas. Cabe presumir que la frecuencia del parpadeo sea igual a alguna frecuencia o periodicidad del proceso visual y que el cerebro resulte engañado.

En mi primer intento por ver este tipo de fosfenos recurrí al simple expediente de mantener las manos delante de la cara con las palmas hacia mí y los meñiques tocándose. Tras las manos puse una lámpara de incandescencia. Con los ojos cerrados, empecé entonces a separar y a unir las manos sin parar, al objeto de crear un efecto de parpadeo. Hallé, además, que enarcando las cejas podía conseguir más iluminación. Procuré no mirar directamente hacia la lámpara con los ojos abiertos,



Imágenes que se observan bajo luz parpadeante

pues el resultado hubiera sido una persistencia muy intensa de su imagen al cerrar los ojos para el experimento.

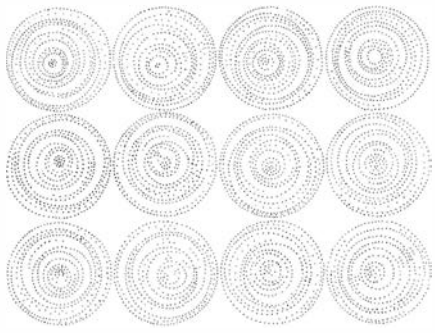
Cuando intercepté la luz de la lámpara a una frecuencia de unos ocho hertz, el campo visual se me separó en cuadrados rojos y negros impresionantemente nítidos. Aquello era todo un tablero de ajedrez. Los cuadrados se alineaban en diagonales que cruzaban por el centro de mi campo visual. Para crear esta figura necesité luz bastante intensa; la lámpara era de 100 watt y yo estaba a unos 10 centímetros de distancia.

Cuando me alejé de la lámpara, no pude ya ver los cuadrados. Pero sí fosfenos globulares de color azul en la mitad superior de mi campo visual. Este cambio se debe quizás a la disminución de la intensidad luminosa, la cual ha de superar cierto umbral para que se produzcan dibujos geométricos.

Experimenté a continuación con un estroboscopio, cuya intensidad era relativamente elevada y cuya frecuencia de destello podía hacerse variar a partir de un hertz. Puse cuidado en no mirar esa luz de destello con los ojos abiertos, no sólo para evitar imágenes secundarias, sino también para no lastimarme la vista. (Las lámparas de destello intensas afectan a algunas personas. Quienes estén en este caso deberán abstenerse de ensayos de esta clase.)

En los primeros tanteos cubrí el ojo izquierdo y me coloqué frente al estroboscopio con el ojo derecho cerrado. En cuanto aumenté la frecuencia de destello a partir de un valor inicial de 1 hertz, comencé a ver un torbellino que parecía encontrarse en la zona foveal de mi vista. A la frecuencia de unos pocos hertz, desde el torbellino se extendían radialmente unas líneas imprecisas; el campo no presentaba por lo demás rasgo alguno.

A unos seis hertz percibí lo que podría llamar una persiana veneciana. El torbellino foveal seguía allí, pero entonces era más luminoso. Con otro leve aumento de la frecuencia aparecieron ondulaciones tenues, centrada cada una en la zona foveal; el fondo se llenó de manchas. A una frecuencia de 11 hertz, el campo se moteó caóticamente con manchas luminosas; en la zona foveal aparecieron colores apagados, que empezaron a exhibir vigorosas palpitaciones. A los 12 hertz, todo el campo palpitaba con colores amarillos y otros más apagados; el campo situado a la izquierda de la zona foveal formaba una punta de flecha que señalaba hacia la fóvea.



Imágenes del espaldar de carey

Me tapé luego el ojo derecho; así pues, ninguno de los dos recibía luz. El campo visual se disgregó en un mosaico de celdillas que me recordó el espaldar de un carey. Cuando esta imagen secundaria se desvaneció, volví a descubrirme el ojo derecho y el campo tornó a manifestar colores vivos y palpitaciones rápidas; tenues ondas capilares se formaban y desaparecían.

Sin modificar la frecuencia, me cubrí el ojo derecho y me destapé el izquierdo, que mantuve cerrado. El campo se llenó de pétalos rojos y amarillos brillantes. Expuse luego, de repente, ambos ojos, cerrados, a la luz. El centro volvió a iluminarse y los pétalos persistieron en su brillo, pero en seguida la figura se transformó en tableros de damas a base de rojo, amarillo y azul. La visión era turbadora, deslumbrante, hasta el punto de que hube de sujetarme a la silla para mantener el equilibrio. Aquellas figuras se formaban, se disolvían, se dilataban y se contraían, todo ello en un cromatismo vivo.

Cuando incliné la cabeza hacia adelante, las estructuras parecieron ensancharse. Con la cabeza inclinada hacia arriba, de un lado a otro de la parte inferior de mi campo visual apareció un horizonte blanco, verosímilmente debido a una infiltración de luz a través de los párpados cerrados. Encima de esta banda blanca se encontraban las figuras coloreadas.

A frecuencias mayores, el campo fue perdiendo interés. A los 40 hertz sólo se veía un fondo luminoso sin rasgos. En cierto momento, aparté la vista del estroboscopio, esperé algunos minutos y entonces abrí los ojos de modo que veía mi escritorio. Hojas de papel y vasos de styrofoam eran iluminados por la luz destellante; sobre esos objetos danzaban figuras de remolinos similares a las que había visto mientras miraba el estroboscopio. Al mirar hacia la luz destellante, los polígonos se distinguían mejor, con ambos párpados cerrados.

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

AHORRO DE COMBUSTIBLE DE LOS VEHICULOS LIGEROS

PROCEEDINGS OF THE FIRST INTERNATIONAL AUTOMOTIVE FUEL ECONOMY RESEARCH CONFERENCE, WASHINGTON, D. C., October 31-November 2, 1979. U.S. Department of Transportation, U.S. Government Printing Office, 1980.

CONSERVATION AND ALTERNATIVE FUELS IN THE TRANSPORTATION SECTOR. Transportation Task Force of the SERI Solar/Conservation Study. National Technical Information Service, U.S. Government Printing Office, 1981.

GENES FRAGMENTADOS

IMPLICATION OF RNA-RNA SPLICING IN EVOLUTION OF EUKARYOTIC CELLS. James E. Darnell, Jr., en *Science,* vol. 202, n.º 4374, págs. 1257-1260; 22 de diciembre de 1978.

INTRONS AND EXONS: PLAYGROUNDS OF EVOLUTION. Walter Gilbert en *Eucaryotic Gene Regulation,* dirigido por Richard Axel, Tom Maniatis y C. Fred Fox. Academic Press, 1979.

SPLIT GENES AND RNA SPLICING. Francis Crick en *Science,* vol. 204, n.º 4390, págs. 264-271; 20 de abril de 1979.

LAS FUENTES DE BROTES CELESTES DE RAYOS X

DUAL CHARACTER OF THE RAPID BURSTER AND A CLASSIFICATION OF X-RAY BURSTS. Jeffrey A. Hoffman, Herman L. Marshall y Walter H. G. Lewin en *Nature,* vol. 271, n.º 5646, págs. 630-633; 16 de febrero de 1978.

A SPECTROSCOPIC STUDY OF THE OPTICAL COUNTERPARTS OF THREE X-RAY BURSTERS. Claude R. Canizares, Jeffrey E. McClintock y Jonathan E. Grindlay en *The Astrophysical Journal,* vol. 234, n.º 2, 1.ª parte, págs. 556-565; 1 de diciembre de 1979.

GALACTIC BULGE SOURCES, WHAT ARE THEY? (X-RAY SOURCES IN GLOBULAR CLUSTERS AND BURST SOURCES). Walter H. G. Lewin y Gene W. Clark en *Annals of the New York Academy of Sciences,* vol. 336, págs. 451-478; 1980.

LA CRESTA DE LA DORSAL DEL PACIFICO ORIENTAL

SUBMARINE THERMAL SPRINGS ON THE GALAPAGOS RIFT. John B. Corliss, Jack Dymond, Louis I. Gordon, John M. Edmond, Richard P. von Herzen, Robert D. Ballard, Kenneth Green, David Williams, Arnold Bainbridge, Kathy Crane y Tjeerd van Andel en *Science,* vol. 203, n.º 4385, págs. 1073-1083; 16 de marzo de 1979.

EAST PACIFIC RISE: HOT SPRINGS AND GEOPHYSICAL EXPERIMENTS. The RISE Project Group: F. N. Spiess, Ken C. Macdonald, T. Atwater, R. Ballard, A. Carranza, D. Córdoba, C. Cox, V. M. Díaz García, J. Francheteau, J. Guerrero, J. Hawkins, R. Haymon, R. Hessler, T. Juteau, M. Kastner, R. Larson, B. Luyendyk, J. Macdougall, S. Miller, W. Normark, J. Orcut y C. Rangin en *Science,* vol. 207, n.º 4438, págs. 1421-1433; 28 de marzo de 1980.

SISTEMAS DE CONTRACORRIENTE EN LOS ANIMALES

COUNTER-CURRENT HEAT EXCHANGE IN THE RESPIRATORY PASSAGES: EFFECT ON WATER AND HEAT BALANCE. Knut Schmidt-Nielsen, F. Reed Hainsworth y David E. Murrish en *Respiration Physiology,* vol. 9, n.º 2, págs. 263-276; mayo, 1970.

NASAL HEAT EXCHANGE IN THE GIRAFFE AND OTHER LARGE MAMMALS. V. A. Langman, G. M. O. Maloiy, K. Schmidt-Nielsen y R. C. Schroter en *Respiration Physiology,* vol. 37, n.º 3, págs. 325-333; agosto, 1979.

DESATURATION OF EXHALED AIR IN CAMELS. Knut Schmidt-Nielsen, R. C. Schroter y Amiram Shkolnik en *Proceedings of the Royal Society of London, Series B,* en prensa.

ATOMOS ALTAMENTE EXCITADOS

STARK STRUCTURE OF THE RYDBERG STATES OF ALKALI-METAL ATOMS. Myron L. Zimmerman, Michael G. Littman, Michael M. Kash y Daniel Kleppner en *The Physical Review,* vol. A20, n.º 6, págs. 2251-2275; diciembre, 1979.

ORIGIN AND STRUCTURE OF THE QUASI-LANDAU RESONANCES. Jarbas C. Castro, Myron L. Zimmerman, Randall G. Hulet, Daniel Kleppner y Richard R. Freeman en *Physical Review Letters,* vol. 45, n.º 22, págs. 1780-1783; 1 de diciembre de 1980.

EL GIRASOL

THE SUNFLOWER CROP IN MINNESOTA. R. G. Robinson. Minnesota Agricultural Experimental Station Extension Bulletin 299, Universidad de Minnesota, 1973.

SUNFLOWER SCIENCE AND TECHNOLOGY. Dirigido por Jack F. Carter. American Society of Agronomy, 1978.

COSMOLOGIA Y OBSERVACIONES

THE REALM OF THE NEBULAE. E. Hubble. Yale University Press, 1936.

THE CREATION OF THE UNIVERSE. G. Gamow. Viking Press; Nueva York, 1952.

THE REDSHIFT. G. Sandage en *Stars and Stellar Systems,* vol. IX. Chicago University Press, 1975.

COSMOLOGIA. H. Bondi. Editorial Labor; Barcelona, 1977.

TEMAS METAMAGICOS

COMPUTING MACHINERY AND INTELLIGENCE. Alan M. Turing en *Computers and Thought,* dirigido por E. A. Feigenbaum y J. Feldman. McGraw-Hill Book Company, 1963.

CAN PSYCHIATRISTS DISTINGUISH A COMPUTER PROGRAM SIMULATION OF PARANOIA FROM THE REAL THING? THE LIMITATIONS OF TURING-LIKE TESTS AS MEASURES OF THE ADEQUACY OF SIMULATIONS. Jon F. Heiser, Kenneth Mark Colby, William S. Faught y Roger C. Parkison en *Journal of Psychiatric Research,* vol. 15, n.º 3, págs. 149-162; 1979.

TALLER Y LABORATORIO

SUBJECTIVE PATTERNS IN A FLICKERING FIELD: BINOCULAR VS. MONOCULAR OBSERVATION. Arnulf Remole en *Journal of the Optical Society of America,* vol. 63, n.º 6, págs. 745-748; junio, 1978.

SOME NEW ENTOPTIC PHENOMENA. Christopher W. Tyler en *Vision Research,* vol. 18, n.º 12, págs. 1633-1639; diciembre, 1978.

Taller y laboratorio

Física y química subyacentes a la tarta de merengue al limón

Jearl Walker

Los libros de cocina no suelen detenerse en los aspectos científicos del arte del cocinar; no consideran las transformaciones que sufren los alimentos cuando se guisan. Una escaramuza en ese campo me llevó hasta los misterios de la salsa bearnesa, que ya les describí en febrero de 1980. Hoy le toca al merengue. ¿En qué procesos se ven involucradas las claras de huevo cuando las batimos y calentamos? Quizá mi menguado éxito espolee a otros a experimentar en este terreno.

Un plato de merengue plantea algunas cuestiones sobre la química de la proteína de los huevos y la física de la transmisión de calor. Por ejemplo, ¿por qué se espesan los huevos cuando se baten? ¿Por qué un batido excesivo separa agua de las claras y estropea un postre hecho con ellas? ¿Por qué la adición de un ácido débil, como vinagre, da consistencia a las claras? ¿Por qué se prohíbe la adición de sal antes de batir las claras?

Sea nuestro objetivo una tarta de merengue al limón. El merengue es, en ella, un copete esponjado formado por claras de huevo batidas y cocidas al horno a las que se ha añadido una pizca de azúcar. ¿Cómo hacerlo? Se empieza por separar las claras de las yemas. Se cascan los huevos y se vierte su contenido en un separador de huevos, en el que la depresión central retiene la yema y la clara se desliza por el reborde del separador para caer en un cuenco. Bajo ningún concepto deben entrar las yemas en el merengue; la mejor manera de asegurarse de que así sea consiste en separar, en un pequeño cuenco, la clara de cada huevo. Convencidos de que no pasó yema al cuenco, podrá añadirse el contenido de éste a otro cuenco mayor, donde están las claras separadas hasta entonces.

Se baten luego las claras con un batidor de alambre, una paleta de cocina o una batidora eléctrica. Esa operación no tiene más finalidad que espesarlas e introducir en ellas burbujas de aire poco a poco. Se seguirá batiendo hasta que la sustancia se torne opaca, reluciente y consistente. En este punto puede introducirse el azúcar, batiéndolo paulatinamente; la mezcla puede depositarse entonces, con cuidado, sobre la base de limón. Ya puede entrar la tarta en el horno.

El calor de la cocción dilata y endurece el copete de claras. La dilatación resulta del aumento de tamaño que sufren las burbujas de aire atrapado cuando se calientan; el endurecimiento, de la cocción de los huevos. El merengue es liviano y mullido porque el aire que se le introduce por batido rebaja su densidad, que decrecerá aún más cuando el aire se dilate en el horno.

¿Por qué han de estar las claras limpias de yema? Por la sencilla razón de que, aun cuando la cantidad fuera muy pequeña, la operación de batido no añadiría aire suficiente, y resultaría un merengue denso y desinflado. El dulce puede frustrarse también por exceso de batido. Así, en mi afán por espesar las claras, les doy muchas veces más vueltas de la cuenta, provocando que el agua se separe; este error se paga con un merengue desinflado y duro.

Hace poco, y a raíz de otro fracaso con ese pastel, me planteé con resolución qué es lo que en realidad les ocurría a las claras de huevo durante el batido. ¿Cuál es la causa de que se transformen, desde un estado de fluidez transparente, en una mezcla opaca de huevo y burbujas de aire? ¿Y qué le pasaba a la mezcla cuando la batía más de lo debido?

Estas preguntas me llevaron a cavilar acerca de otros procedimientos. Ciertos cocineros añaden una pequeña cantidad de ácido, ya sea vinagre (ácido acético) o crémor (ácido tartárico), para favorecer el espesamiento de las claras; la sal, por el contrario, se desecha ya que las endurece, según se dice. No debe añadirse azúcar hasta que las claras se hayan batido por completo y entonces se verterá poco a poco, batiendo ligeramente más, aunque lo menos posible. Por último, hay cocineros que afirman que el mejor merengue se consigue batiendo las claras en un cuenco de cobre.

Para explicarles qué les ocurre a las claras siguiendo estos procedimientos voy a describirles primero la naturaleza proteínica de la clara. Los buenos cocineros preparan esas proteínas para el horno; con mi escasa pericia, lo que hago yo es estropearlas. El éxito de un merengue depende de cómo se comporten las proteínas cuando se baten y se combinan con ácidos débiles.

Las claras de huevos de gallina constan de varios tipos de proteínas, principalmente ovalbúmina, globulina y ovomucina. Las proteínas son moléculas gigantes formadas por una cadena (o varias) de aminoácidos unidos por enlaces peptídicos. Estos son enlaces covalentes fuertes, tendidos entre un átomo de carbono de un aminoácido y un átomo de hidrógeno del aminoácido siguiente de la cadena. En la ilustración superior de dos páginas más adelante se representa una cadena proteínica genérica, en la cual el símbolo *R* representa la cadena lateral que caracteriza a cada aminoácido. La ovalbúmina se compone de 386 aminoácidos.

La secuencia de aminoácidos de una cadena proteínica constituye la estructura primaria de la proteína. Dicha cadena no es recta, sino que posee una estructura secundaria tridimensional. En algunos tipos de proteínas, la cadena forma una hélice; en otras, se asemeja a una hoja de papel plegada. La ovalbúmina y la globulina pueden presentar una mezcla de ambas junto con regiones en donde las cadenas se arrollan más al azar. Estas estructuras secundarias pueden replegarse para formar una estructura terciaria. Así, la ovalbúmina y la globulina se repliegan de modo tan complicado que parecen esferas y no cadenas; las proteínas que presentan esta configuración se denominan globulares.

Las estructuras secundaria y terciaria se mantienen merced a la acción de fuerzas de distinta naturaleza. Las uniones bisulfurosas son enlaces covalentes entre átomos de azufre situados en puntos distintos de una misma cadena. Otros puntos de esta pueden unirse a través de enlaces iónicos, que se originan por atracción electrostática entre dos lugares con cargas de signo contrario.

Los lugares neutros (o sea, sin carga) pueden atraerse entre sí a través de una fuerza que en biología se llama enlace hidrófobo y, en física, fuerza de van der Waals. En este caso acontece lo siguiente: desde uno de los lugares se fuerza una pequeña separación entre los centros de las cargas negativas y positivas del otro, y esta separación hace que las cargas positivas que hay en un lugar se vean atraídas por las cargas ne-

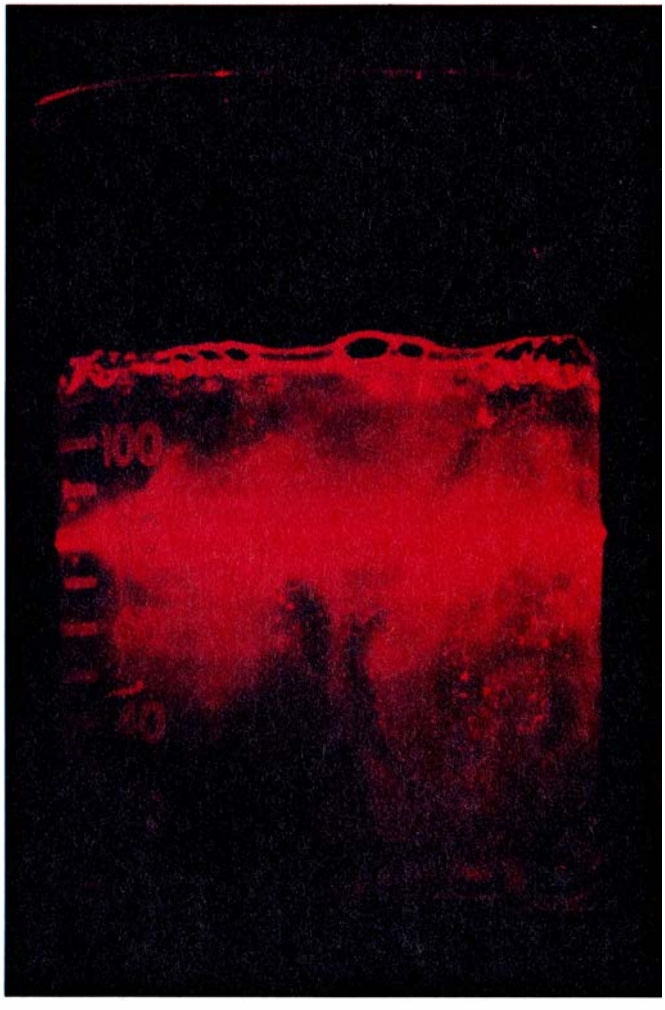
gativas del otro. En los grupos polares sucede algo similar, aunque en ellos es permanente la separación entre los centros de las cargas positivas y negativas. El extremo positivo de un grupo polar es atraído entonces por el extremo negativo del otro grupo. Corrientemente, el extremo positivo es un átomo de hidrógeno, en cuyo caso la atracción se llama enlace hidrogénico.

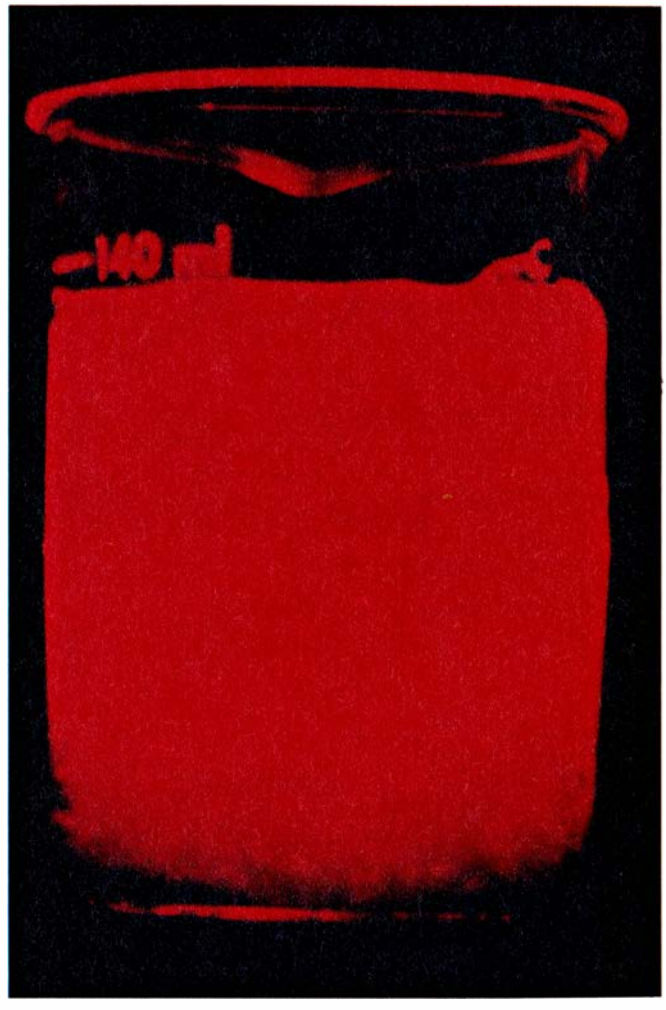
De todas estas interacciones, las más intensas son las peptídica y la bisulfurosa, ambas covalentes; siguen, a gran distancia, los enlaces iónicos. Los enlaces hidrófobos y los hidrogénicos son mucho más débiles todavía. Cuando un cocinero introduce un batidor de alambre dentro de las claras, hendiendo el fluido, parte de los enlaces más débiles se rompen y se destruyen algunas porciones de la estructura terciaria. Pero las proteínas no se despliegan por completo, ya que las fuerzas que mantienen las estructuras primaria y secundaria son relativamente intensas. Como consecuencia del batido, las proteínas se desenredan poco a poco, a partir de un estado inicial de spaghetti apelotonado. Toda alteración de una estructura proteínica realizada por este procedimiento se llama desnaturalización. Así pues, uno de los objetivos que se persiguen al batir huevos es desnaturalizar las proteínas.

Desenmarañadas en parte, las moléculas proteínicas comienzan a unirse entre sí para formar una malla tridimensional, o gel. Esta unión entre las proteínas resulta improbable antes de la desnaturalización, puesto que las proteínas son globulares y exponen relativamente pocos puntos propicios para establecer enlaces. Además, los lugares más adecuados para enlazarse hidrofóbicamente están escondidos, en un comienzo, en el interior de las proteínas globulares. Ahora bien, cuando se desenredan en parte aparecen más lugares por donde unirse a otras. A medida que avanza el batido se forman burbujas de aire (aire rodeado de una película de agua delgada), que quedan retenidas en la malla de gel. La película de agua mantiene su cohesión gracias a la tensión superficial y se ve reforzada por la malla de proteínas que contiene. Además de unirse entre sí, estas proteínas se enlazan (hidrogénicamente) a las moléculas de agua de la película.

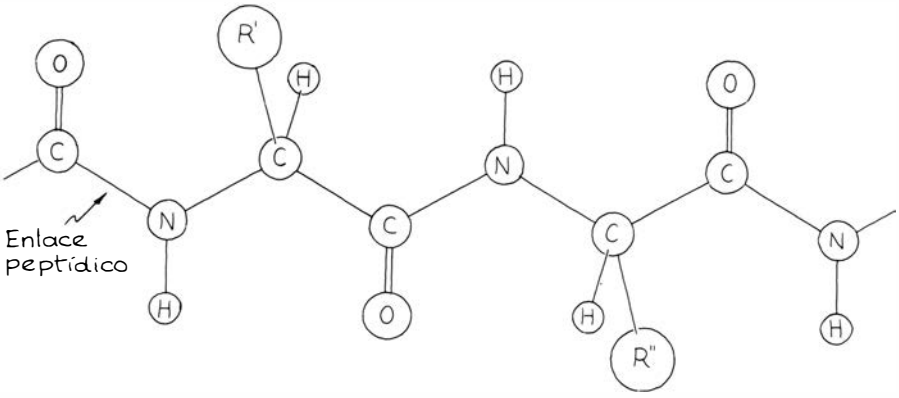
Cuando la mezcla se calienta, las burbujas de aire se dilatan y, por ello, dilatan el merengue. El calor desnaturaliza aun más las proteínas, favoreciendo su despliegue y permitiendo que la malla se ensanche a la vez que el aire se dilata. Asimismo, los enlaces entre las proteínas se multiplican y las claras se coagulan para formar una estructura firme. Lograda la dilatación, ya no son necesarias las burbujas de aire atrapado, porque el calor ha endurecido las claras al alcanzar éstas su estructura dilatada final. Si el merengue se calienta algo más es con la exclusiva finalidad de que, al secarlo, adquiera una consistencia quebradiza y crujiente.

El batido excesivo echa a perder el merengue porque desenreda demasiado las proteínas. A raíz de lo cual, la malla se torna muy sólida y el agua se separa de las proteínas. Señal de que la malla ha aumentado en exceso su firmeza la tenemos en la formación de crestas espesas al retirar la paleta de batir. En el caso de sobrada consistencia sólida, las claras no pueden dilatarse convenientemente durante la cocción al ritmo que lo hacen las burbujas de aire atrapado. Las burbujas revientan, y el merengue se viene abajo antes





*Dispersión de la luz láser por las claras de huevo antes (**izquierda**) y después (**derecha**) de calentadas*

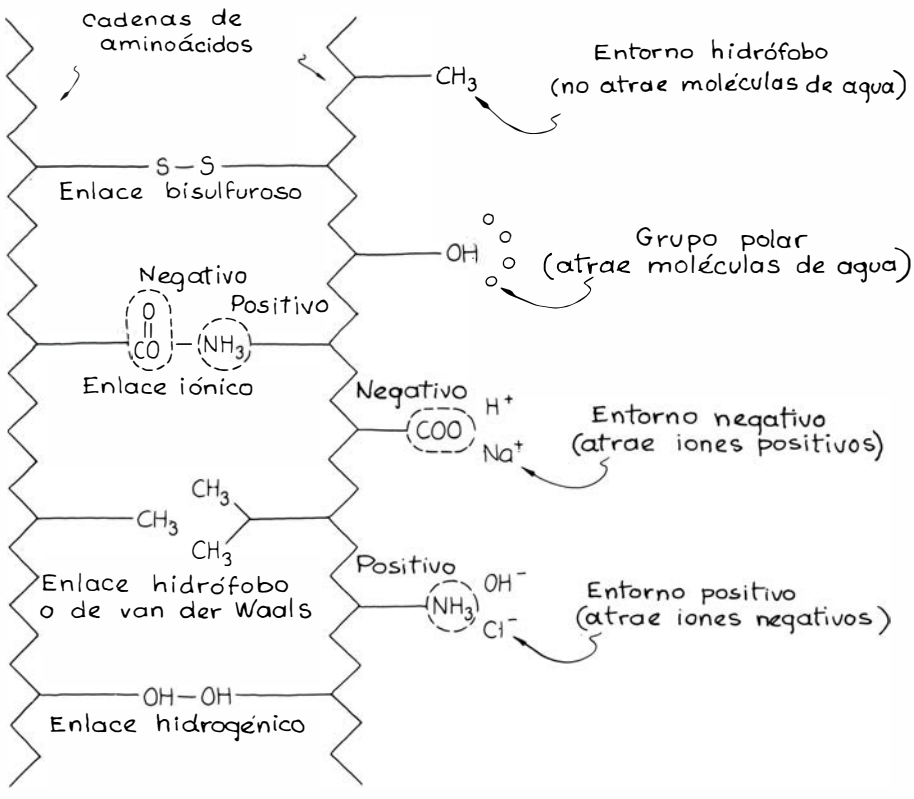


Cadena de aminoácidos y enlaces peptídicos en las proteínas de clara de huevo

de que el calor haya tenido tiempo de coagular las proteínas; para cuando llegue la coagulación, el merengue ya se habrá desinflado y el cocinero se encontrará con claras de huevo cocidas sobre una base de limón.

Vigilando atentamente la superficie, un buen cocinero sabe cuándo se está al borde de batir las claras más de la cuenta, y acecha el momento crítico en que empiezan a perder espumosidad y están a punto de formarse gotitas de agua. La proteína desenredada es soluble en agua; en el exterior del grumito que forma existen numerosos lugares hidrófilos (que atraen agua), a los que pueden unirse moléculas de agua a través de enlaces hidrófilos. La mayoría de los lugares hidrófobos (que repelen el agua) están ocultos en el interior del grumito de proteína; entonces, cuando la proteína se desenreda, quedan al descubierto más lugares hidrófobos y escasean los hidrófilos para enlazar moléculas de agua.

Si el despliegue de las proteínas avanza todavía más, su enlace con el agua se ha reducido tanto que pierden su solubilidad. Entonces, si tenemos una cantidad pequeña de proteína dentro de agua, aquélla precipitará. Pero en el caso de un cuenco con claras de huevo, será el agua lo que se verá separarse y formar gotitas. Esto advierte al cocinero de que las proteínas se han desnaturalizado en demasía; revela, además, que el agua ya no es capaz, como antes, de mantener burbujitas de aire en la malla de gel, dado que las hidromoléculas no están ya unidas a las proteínas que forman dicha malla. Así pues, la separación de agua de las claras es señal de que el merengue no saldrá bien.



Tipos de enlaces en proteínas

Las claras de los huevos frescos son transparentes, pero se tornan opacas cuando sus proteínas se desnaturalizan. Para poner de manifiesto este hecho preparé una experiencia consistente en colocar un cubilete lleno de claras sobre un calientaplatos y traspasarlo con un haz luminoso estrecho procedente de un láser de helio-neon. Inicialmente, el haz se distinguía con toda nitidez dentro de las claras, en parte a causa de que las proteínas globulares dispersaban algo de luz. Aparecía una dispersión por no ser homogéneas las claras. Pero una vez que el calientaplatos adquirió cierta temperatura y facilitó la coagulación de las proteínas en malla, el haz perdió nitidez. Cuando finalizó la coagulación, las claras absorbían la mayor parte de la luz.

La investigación ha demostrado que pueden confeccionarse merengues a partir de mezclas que contengan únicamente una o dos de las proteínas que normalmente se encuentran en las claras de huevo. Sólo con ovalbúmina, el merengue tiene casi el mismo volumen, pero presenta una textura más basta; además, se necesita más tiempo para que el batido produzca la espumosidad correcta. Sólo con globulina y ovomucina, el batido no necesita tanto tiempo, pero el merengue se derrumba después de la cocción, debido seguramente a que la malla carece de firmeza suficiente para aguantar el peso. La globulina sola produce una espuma de burbujas pequeñas, dotando así al merengue de una textura más fina que la que se consigue con ovalbúmina sólo.

Desconozco por qué la ovalbúmina y la globulina originan espumas de tipos diferentes, pero me atrevería a afirmar que ello está relacionado con la facilidad con que puede desnaturalizarse cada proteína. Así, como la ovalbúmina tarda más que la globulina en producir una espuma de calidad, la primera opone quizá mayor resistencia a ser desenredada por batido; es casi seguro que esta característica se deba a una estructura terciaria que en la ovalbúmina sea algo más resistente que en la globulina. Como la globulina parece desplegarse con mayor facilidad, una mezcla de globulina produce proteína desenredada más deprisa que una mezcla de ovalbúmina y, con mayor cantidad de globulina desenredada, la malla de gel será más fina.

Cuando un cocinero bate claras de huevo naturales, la textura de la espuma se debe más a la globulina que a la

ovalbúmina. Aunque la ovomucina no espuma, parece que su malla favorece la estabilización de la espuma resultante de la desnaturalización de la globulina y la ovalbúmuna. Los cocineros saben que los huevos de pata dan unos merengues de escasa calidad; la razón de ello quizás estribe en que contengan menos globulina que los de gallina.

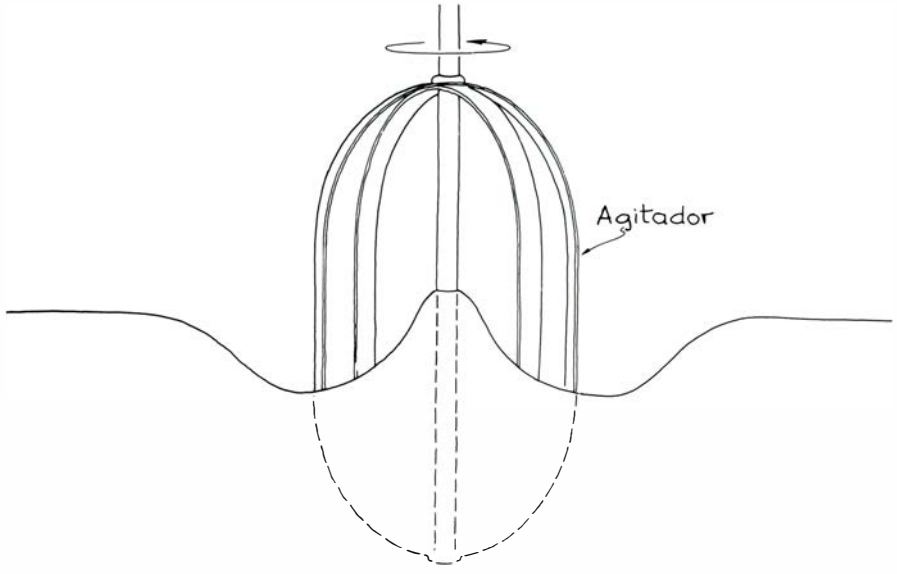
Antes de separar las claras de las yemas, los huevos deben encontrarse a la temperatura ambiente. La mayoría de los libros de cocina previenen contra la utilización de huevos tomados directamente del refrigerador, porque las claras extraídas de huevos fríos dan una espuma insignificante. El defecto reside en la viscosidad, dado que, cuando los huevos están fríos, su viscosidad es elevada y el batidor no puede entremezclar convenientemente burbujas de aire dentro del fluido.

Cuando accidentalmente se añade yema a las claras, las moléculas de lípidos (grasas) se fijan a los lugares hidrófilos mediante fuerzas de van der Waals. Por ello, tales lugares ya no están libres para enlazarse con otras proteínas y formar una malla de gel. Será entonces más difícil atrapar aire y menguará el volumen alcanzable batiendo las claras. A causa del aire atrapado, cuando bato claras de huevo adecuadamente, el volumen que ocupan aumenta cinco o seis veces. Pero si agrego un trocito de yema (u otro foco de grasa cualquiera) a la misma cantidad de clara, la dilatación se reduce.

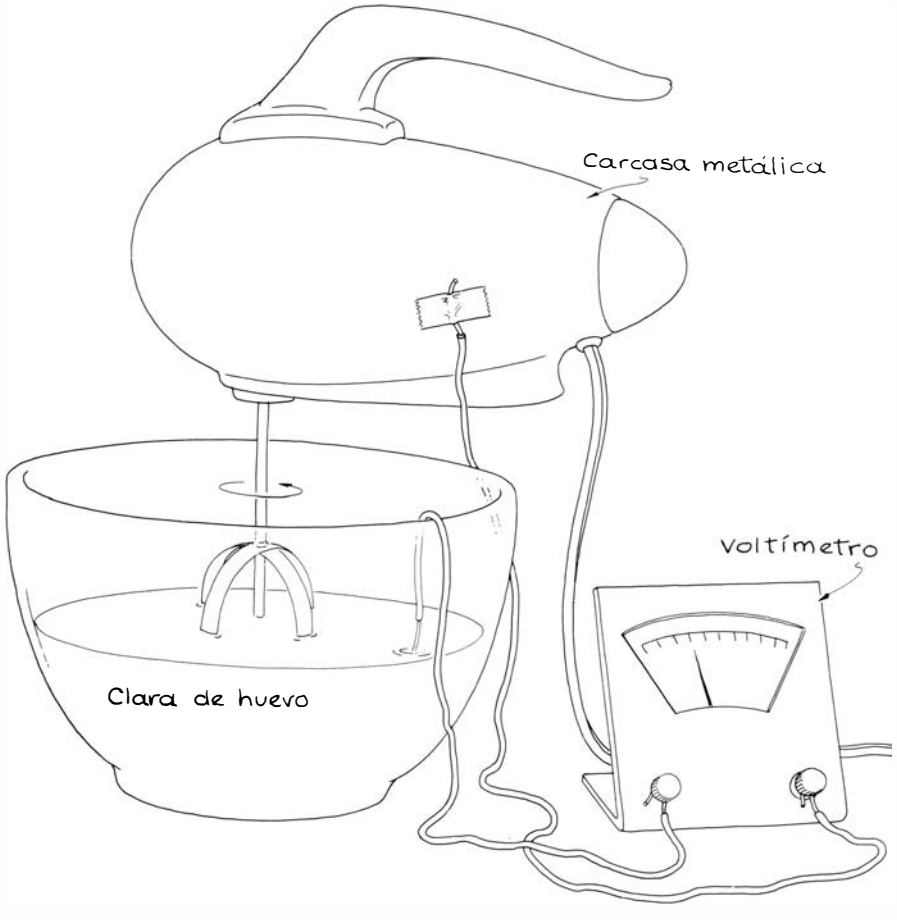
Para comprobar este efecto se baten las claras de tres huevos de primera calidad y, cuando la superficie reluzca convenientemente, se hace una señal en la pared del cuenco que indique la altura de las claras. Se enjuaga y se seca el cuenco; se separan las claras de otros tres huevos. A éstas se añade ahora el 10 por ciento aproximadamente de una de las yemas, y se bate como antes. Se observará que, tras batir prolongadamente, el volumen viene a ser la mitad que el de la tanda precedente y que la mezcla es notablemente coladiza, lo que revela la falta de una buena malla de gel.

He advertido otro indicio de ausencia de malla, o de su calidad deficiente: al batir claras sin trazas de yema, la mezcla trepa por el eje de mi batidora eléctrica. Se trata del efecto Weissenberg e indica que el fluido que se agita es no newtoniano. (En el número de enero de 1979 me ocupé ya de dicho efecto.) Lo que ocurre es que las mallas bien conformadas se agarran al eje, al girar éste, y se elevan por él; pero si las claras contienen yemas, la malla es deficiente y apenas trepa por el eje.

Hay cocineros que creen que añadiendo un ácido débil se facilita la labor de formar espuma al batir la clara. El ácido se añade directamente en los primeros instantes del mezclado, o bien se pone en el interior del cuenco antes de introducir las claras. Quizá sea válida esa apreciación. Al agregar el ácido, sus moléculas se disocian en iones positivos y negativos. Los iones positivos tienden a reunirse en torno a los lugares de las proteínas con carga negativa. Supongamos ahora que estos lugares intervienen en el mantenimiento de la



Efecto Weissenberg en el batido de claras de huevo



Montaje para comprobar si se desarrolla una corriente eléctrica al batir claras de huevo

Un molde de 20 cm con masa cocida

Merengue:

4 claras de huevo (1/2 copa) a temperatura ambiente
1/4 cucharadita de crémor
1/2 copa de azúcar

Base:

1/3 de copa de almidón de maíz
1 1/2 copa de azúcar, superfina
1/4 de cucharadita de sal
4 yemas de huevo, levemente batidas
1/4 de copa de zumo de limón
2 cucharadas de piel de limón rayada

1 cucharadita = 5 mililitros
1 cucharada = 15 mililitros
1 copa = 237 mililitros

Ingredientes para una tarta de merengue al limón

estructura enmarañada de la proteína; entonces, con los iones positivos agolpados en su entorno, no pueden desempeñar esa función en la estructura y la proteína se desenreda. Análogamente, los iones negativos pueden arracimarse en torno a los puntos de la proteína cargados positivamente y favorecen asimismo el despliegue de éstas.

La adición de un ácido posee un efecto aun más importante, crítico para la formación de la malla de gel. Las proteínas de las claras recién preparadas tienen una carga neta negativa, por cuya causa forman una malla con cierta dificultad, habida cuenta de su mutua repulsión. Cuando se añade un ácido, se reduce la carga neta de cada proteína en virtud del agolpamiento de iones en torno a los lugares cargados. Mengua la repulsión entre las proteínas, pudiéndose enlazarse entre sí con mayor facilidad para formar malla.

Si se agrega sal (NaCl) a las claras antes de batirlas, pueden suceder dos cosas. La sal se disocia en iones positivos (Na^+) y negativos (Cl^-), que se agolpan en torno a los lugares cargados de las proteínas. Los iones de sodio se agolpan en los puntos negativos y los de cloro en los positivos. Si tales lugares tienen algo que ver con la estructura terciaria de las proteínas, éstas comenzarán a desenredarse. Este efecto es de alcance reducido, ya que la mayoría de las proteínas no se desnaturalizan con la sal.

El agolpamiento de iones junto a los lugares cargados también puede reducir la carga neta de las proteínas, con lo que disminuye su repulsión mutua y es más fácil que se forme una malla.

Pese a estas posibles ventajas derivadas de la adición de sal, el efecto más importante de ésta es indeseable, ya que puede eliminar agua de las proteínas. Como resultado, el agua ya no podrá formar película alrededor del aire introducido en la mezcla por el batido y no se fijará a la malla de proteínas entrelazadas que se trata de crear. Entonces, al no retener aire, habrá muy poca espuma. Si una mezcla de claras de huevo necesita sal, ésta sólo debe añadirse después de batir y obtener la espuma. Incluso entonces, todo lo que sea añadir algo más de una cantidad muy pequeña hará que la espuma tienda a desinflarse.

¿Y qué decir acerca del cobre del cuenco? Quizás intervenga de algún modo, pero no acierto a ver cómo. El aluminio se comporta deficientemente porque decolora las claras. Por su parte, el cobre podría favorecer el proceso si disminuyese la carga neta de las proteínas, facilitando así la formación de la malla, pero no lo creo. Alguien podría acometer el experimento y observar si los cuencos de cobre hacen más fácil el batido de las claras de huevo, aumentan el volumen de las claras batidas correctamente o aumentan el volumen del merengue.

En muchos libros de cocina se lee que las claras de huevo se espesan, en parte, a causa de un campo eléctrico que se genera con el batido. Los recetarios ofrecen instrucciones acerca de los mejores procedimientos para crear dicho campo, o no destruirlo por lo menos. En uno que llegó a mis manos se decía que debía evitarse batir las claras en un cuenco húmedo para que la película de agua no destruya este campo.

El efecto cortante creado por un batidor o una paleta al moverse podría originar un campo eléctrico muy similar al que se forma cuando se tira del extremo de un rollo de celofán. Entonces, si realmente se genera un campo eléctrico en el seno de las claras de huevo, éste podría favorecer el desenredo de las proteínas rompiendo algunos de los enlaces más débiles de la estructura terciaria.

Cuando yo pretendí detectar un campo eléctrico en claras de huevo batidas en mi aparato eléctrico, fijé uno de los bornes de un voltímetro a la envuelta de la batidora y uní el otro a un trozo de cable conductor que introduje en las claras. Las sondas registrarían así todo campo eléctrico que pudiera hallarse entre los agitadores y el cable inmerso en las claras. Pero el instrumento no registró tensión alguna, al menos para su ajuste de escala más sensible, que es de 0,6 volt. (Si alguien intenta esta experiencia, que se asegure de que el cable no se enreda en los agitadores durante el giro.)

Fijé luego un cable a la primera sonda y lo hice descender dentro de las claras y cerca del otro cable. De nuevo perdí el tiempo esperando una diferencia de potencial entre ambos cables. Así pues, si realmente la mezcla genera alguna tensión, ésta debe ser inferior a 0,05 volt y estará ubicada precisamente junto a las claras que en cada instante se están hendiendo. Puedo afirmar, pues, que en la masa de claras no se forma campo eléctrico. De lo que se deduce que no hay cocinero que pueda poseer dominio alguno sobre el campo eléctrico (si existe) y, por tanto, no debe preocuparle en absoluto.

Se agrega el azúcar tras haber batido convenientemente las claras para obtener una espuma estable. Si se echa antes de formarse la malla de gel, se desprenderá el agua de las proteínas y el fluido se espesará, lo que haría más difícil airear la mezcla. Los buenos cocineros no añaden, pues, el azúcar hasta que el batido haya formado la espuma, y aún entonces la vierten lentamente mientras siguen batiendo. No sirve el azúcar de granulado ordinario; se necesita azúcar superfino que se disuelva rápidamente en las paredes acuosas de las burbujas de aire. El azúcar de granulado ordinario tarda demasiado en disolverse y forma terrones en el merengue. Para observar el progreso de la disolución se prueba la mezcla. Una textura áspera delata azúcar no disuelto. Si es necesario, puede añadirse una pequeña cantidad de agua para completar la disolución.

Cuando en el merengue queda azúcar no disuelto, en su superficie apare-

cen gotitas de jarabe al cocerlo. Estas tartas se llaman merengues llorones. (Quizá por las lágrimas del cocinero.) Cocida la tarta, ésta debe encerrarse en un recipiente, pues, de no hacerlo, el azúcar absorbería agua del aire provocando la formación de gotitas de agua en la superficie de la tarta. Estas gotitas no sólo añaden un peso que puede hacer que el merengue se venga abajo, sino también ablandar la malla de gel proteínica que constituye su armazón. Por esta causa, hube de renunciar en cierta ocasión a la confección de una tarta de merengue al limón durante el húmedo verano de Cleveland, cuando el aire contiene tanto vapor de agua que el merengue comienza a derrumbarse casi al instante de sacarlo del horno.

La base de limón para una tarta de merengue al limón se prepara con yemas de huevo, azúcar, almidón de maíz, sal, mantequilla, zumo de limón y piel de limón rayada. Para prepararla se empieza calentando el almidón, el azúcar y la sal dentro de una cacerola, a la que se añade agua mientras se agita. Cuando esta mezcla está suave y caliente, se retira la cacerola del fogón y se vierte la mitad del líquido en un cuenco de mezclar que contiene las yemas, que ya se habrán mezclado ligeramente. Tras mezclarlo ahora todo rápidamente, la masa se devuelve a la cacerola. Entonces, se agita y se calienta toda la mezcla a calor mediano hasta que haya hervido alrededor de un minuto. Seguidamente, se añaden el zumo, las pieles y la mantequilla, a la vez que se agita, y la mezcla se vierte sobre un soporte de tarta ya cocido.

Así reza el procedimiento clásico para confeccionar rápidamente la base. Los buenos cocineros ponen más cuidado, sobre todo en la textura de la tarta. Se me permitirá simplificar concentrándome en las yemas y en el azúcar. El almidón espesa la base y las pieles dan a la tarta su consabido sabor; pero el secreto de la base reside en las yemas y en el azúcar.

Las yemas y el azúcar forman un jarabe cuando se baten juntos. El batido aligera la mezcla desnaturalizando las proteínas de las yemas y, a pesar de que las grasas que éstas contienen obstruyen la formación de una malla de gel a base de dichas proteínas, sí se forma cierta malla. Este batido introduce además burbujas de aire en la mezcla. El azúcar absorbe agua de las yemas y forma jarabe, por cuya razón el producto adquiere espesor, si bien se aligera un tanto merced al aire que el batido introduce entre las proteínas desnaturalizadas. Cualquier experto puede averiguar si la mezcla se ha batido correctamente examinando cómo se escurre por un batidor de alambre cuando éste se saca de la mezcla. Si la mezcla se repliega sobre sí misma al retornar al cuenco, es que está lista para verter sobre el soporte de la tarta.

Los libros de cocina abundan en instrucciones sobre la cocción de la tarta. Los hay que recomiendan una cocción corta, de siete a nueve minutos, a la temperatura, relativamente elevada, de unos 200 grados Celsius. Otros piden una temperatura mucho más baja (80 grados Celsius) y un tiempo de cocción de varias horas, tras de lo cual se apaga el horno y la tarta se deja en él toda la noche. Y, por fin, están los que aconsejan temperaturas y tiempos de cocción intermedios.

En general, una temperatura baja produce un merengue terso y crujiente, y una temperatura alta lo hace gomoso y masticable. En mi opinión, las descripciones de los libros pecan de imprecisión. Sería más exacto referirse a la elasticidad del merengue, que viene determinada por la temperatura. A baja temperatura y con un tiempo de cocción largo, el merengue se infla lentamente al dilatarse las burbujas de aire y se seca. Se evita así que adquiera excesiva elasticidad, en parte por el secado, pero sobre todo debido a que la malla de gel se estira durante tanto tiempo que se vuelve rígida. A mayor temperatura y con una cocción más breve, el merengue se estira rápidamente y quizá no se seque tan a fondo; en cuyo caso, será más elástico porque la malla no sufre tracción durante tiempo suficiente para volverse rígida.

En todas las recetas se exige que el calor proceda de la base del horno, nunca de lo alto, al objeto de impedir que la parte superior del merengue absorba directamente la radiación infrarroja y se torne marrón (o negra) en seguida. Para algunos cocineros, la tarta debe cocerse hasta que su parte más alta comience a ponerse marrón; otros afirman que debe evitarse este color.

Me agradaría mucho contarles más cosas acerca de los merengues, especialmente de las fuerzas principales responsables de la malla de gel proteínica y del modo en que las afectan los distintos ingredientes. Tengo en proyecto continuar el estudio de otros platos de huevos en un artículo futuro. En particular, me dedicaré a los secretos ocultos en las magníficas tortillas, suflés y huevos revueltos de mi abuela (insuperable con los merengues y con las tartas de merengue al limón), elaboraciones todas ellas imposibles para mis manos chapuceras.

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

REACTORES NUCLEARES REFRIGERADOS POR GAS

NUCLEAR ENERGY-THE NEXT PHASE. Peter Fortescue. Forum científico internacional sobre geopolítica y energía, Universidad de Miami, Centro de Estudios Teóricos, 1980.

OPERATIONAL AND MAINTENANCE EXPOSURE TRENDS FOR NUCLEAR POWER: PROCEEDINGS OF THE 1980 UTILITY/USER CONFERENCE ON THE HTGR. John L. Helm. Gas-Cooled Reactor Associates, 1980.

LA DESINTEGRACION DEL PROTON

BARYON AND LEPTON NONCONSERVING PROCESSES. Steven Weinberg en *Physical Review Letters*. vol. 43, n.º 21, págs. 1566-1570; 1979.

FROM ATOMS TO QUARKS: AN INTRODUCTION TO THE STRANGE WORLD OF PARTICLE PHYSICS. J. S. Trefil. Charles Scribner's Sons, 1980.

VARIETIES OF BARYON AND LEPTON NON CONSERVATION. Steven Weinberg en *Physical Review D*, vol. 22, n.º 7, págs. 1694-1700; 1980.

CONCEPTUAL FOUNDATIONS OF THE UNIFIELD THEORY OF WEAK AND ELECTROMAGNETIC INTERACTIONS. Steven Weinberg en *Science*, vol. 210, n.º 4474, págs. 1212-1218; 12 de diciembre de 1980.

ANTIBIOTICOS BETA-LACTAMICOS

ANTIBIOTICS. H. W. Florey, E. Chair, H. G. Heatley, M. A. Jennings, A. G. Sanders, E. P. Abraham y M. E. Florey. Oxford University Press, 1949.

THE BIRTH OF PENICILLIN. Ronald Hare. George Allen y Unwin, Ltd., 1970.

THE CHEMISTRY OF PENICILLIN. Dirigido por Hans T. Clarke, John R. Johnson y Sir Robert Robinson. Princeton University Press, 1970.

CEPHALOSPORINS AND PENICILLINS: CHEMISTRY AND BIOLOGY. Dirigido por Edwin H. Flynn. Academic Press, 1972.

BETA-LACTAMASES. Dirigido por J. M. T. Hamilton-Miller y J. T. Smith. Academic Press, 1979.

ARCHIBACTERIAS

ARCHAEBACTERIA. C. R. Woese, L. J. Magrum y G. E. Fox en *Journal of Molecular Evolution*, vol. 11, n.º 3, págs. 245-252; 1978.

METHANOGENS: REEVALUATION OF A UNIQUE BIOLOGICAL GROUP. W. E. Balch, G. E. Fox, L. J. Magrum, C. R. Woese y R. S. Wolfe en *Microbiological Reviews*, vol. 43, n.º 2, págs. 260-296; junio, 1979.

RESPIRATION IN METHANOGENIC BACTERIA. R. S. Wolfe en *Diversity of Bacterial Respiratory Systems*, dirigido por C. R. Knowles. CRC Press, Inc., 1980.

THE PHYLOGENY OF PROKARYOTES. G. E. Fox, E. Stackebrandt, R. B. Hespell, J. Gibson, J. Maniloff, T. A. Dyer, R. S. Wolfe, W. E. Balch, R. S. Tanner, L. J. Magrum, L. B. Zablen, R. Blakemore, R. Gupta, L. Bonen, B. J. Lewis, D. A. Stahl, K. R. Luehrsen, K. N. Chen y C. R. Woese en *Science*, vol. 209, n.º 4455, págs. 457-463; 25 de julio de 1980.

ASIGNACION DE RECURSOS POR PROGRAMACION LINEAL

LINEAR PROGRAMMING AND ECONOMIC ANALYSIS. Robert Dorfman, Paul A. Samuelson y Robert M. Solow. McGraw-Hill Book Company, 1958.

THE THEORY OF LINEAR ECONOMIC MODELS. David Gale. McGraw-Hill Book Company, 1960.

LINEAR PROGRAMMING AND EXTENSIONS. G. B. Dantzig. Princeton University Press, 1965.

APPLIED MATHEMATICAL PROGRAMMING. Stephen P. Bradley, Arnoldo C. Hax y Thomas L. Magnanti. Addison-Wesley Publishing Company, 1977.

A COURSE IN LINEAR PROGRAMMING. V. Chvátal. W. H. Freeman and Company, en prensa.

REGULACION DE LA TEMPERATURA EN EL ENJAMBRE DE ABEJAS MELIFERAS

THE SOCIAL BEHAVIOR OF BEES: A COMPARATIVE STUDY. Charles D. Michener. Harvard University Press, 1974.

THE NATURAL HISTORY OF THE FLIGHT OF HONEYBEE SWARMS. T. D. Seeley, R. A. Morse y P. K. Visscher en *Psyche (Journal of Entomology)*, vol. 86, págs. 103-113; 1979.

FORMACION DE LA TIERRA A PARTIR DE PLANETESIMALES

ORIGIN OF THE EARTH AND MOON. A. E. Ringwood. Springer-Verlag, 1979.

FORMATION OF THE TERRESTRIAL PLANETS. George W. Wetherill en *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, vol. 18, págs. 77-113; 1980.

LOS "ICTINEOS" DE NARCIS MONTURIOL

ENSAYO SOBRE EL ARTE DE NAVEGAR POR DEBAJO DEL AGUA. Narcís Monturiol. (Prólogo de Joan Mañé i Flaguer y un escrito de Josep Pascual i Deop.) Imprenta de Henrich C.ª en comandita. Sucesores de N. Ramírez y compañía. Barcelona, 1891.

NARCISO MONTURIOL Y LA NAVEGACIÓN SUBMARINA. JUICIOS CRÍTICOS EMITIDOS SOBRE LOS IMPORTANTÍSIMOS TRABAJOS REALIZADOS POR ESTE SABIO INVENTOR CATALÁN, COLECCIONADOS POR EL DR. D. JERÓNIMO ESTRANY. G. Gili, Barcelona 1915.

VIDA D'HEROI. NARCÍS MONTURIOL: INVENTOR DE LA NAVEGACIÓ SUBMARINA. Josep Puig i Pujadas. Imprenta L'avenç. Barcelona, 1918.

JUEGOS MATEMATICOS

SYMMETRY. Hermann Weyl. Princeton University Press, 1952.

ROTATIONS AND REFLECTIONS. Martin Gardner en *The Unexpected Hanging and Other Matematical Diversions*. Simon y Schuster, 1969.

SYMMETRY IN SCIENCE AND ART. A. V. Schubnikov y V. A. Koptsik. Plenum Press, 1974.

TALLER Y LABORATORIO

THE FUNCTIONAL PROPERTIES OF THE EGG WHITE PROTEINS. L. R. MacDonell, R. E. Feeney, H. L. Hanson, Agnes Campbell y T. F. Sugihara en *Food Technology*, vol. 9, n.º 2, págs. 49-53; febrero, 1955.

PROTEINS. Vicki Cobb en *Science Experiments You can Eat*, J. B. Lippincott Company, 1972.

PROTEÍNAS: CONFORMACIÓN TRIDIMENSIONAL. Albert L. Lehninger en *Bioquímica*. Editorial Omega, 1977.

MIRACLES IN A SHELL (EGG COOKERY). Madeleine Kamman en *The Making of a Cook*. Atheneum Publishers, 1978.

Taller y laboratorio

Anamorfosis: cómo se forman, cómo debemos contemplarlas

Jearl Walker

Las anamorfosis son ilustraciones que ofrecen una imagen deforme y confusa, de suerte que lo representado sólo puede apreciarse si se observa desde un punto de vista particular, no precisamente el habitual. Hay pinturas y fotografías de esta naturaleza que deben contemplarse casi desde el borde, o mediante un cono o cilindro reflector. En el Renacimiento, estas ilustraciones solían constituir motivo de entretenimiento, función que siguen cumpliendo en nuestros días. Interesa su forma de crearlas y contemplarlas, por cuanto se encuadran en un tema más amplio: la naturaleza de la perspectiva y de la percepción visual.

Han llegado a mis manos algunos ejemplares de anamorfosis fotográficas realizadas por David G. Stork, estudiante graduado en percepción visual por la Universidad de Maryland, College Park, quien utiliza negativos en blanco y negro o diapositivas en color para obtener fotogramas anamórficos. Suele conseguirlos colocando los negativos en una ampliadora. Entonces, la luz que dirige a través del negativo atraviesa un objetivo y cae sobre el papel fotográfico, que revela luego para obtener la fotografía definitiva. En la trayectoria de la luz, Stork monta un cono brillante para que refleje la luz hacia zonas del papel a las que, de suyo, no tendría que ir a parar; por supuesto, en el centro de estas copias en positivo quedan unas zonas sin impresionar, que corresponden a la base circular del cono.

Aunque no es fácil reconocer la copia resultante, puede recuperarse la perspectiva original con ayuda del propio cono. Para ello, lo colocamos en el centro de la foto, y el observador contempla la perspectiva desde arriba, a una altura conveniente, con un solo ojo. La superficie lateral del cono produce entonces una imagen reflejada de la foto con la perspectiva de la escena original restituida.

Sobre la copia en positivo, la imagen procedente del negativo se deforma de dos maneras. La región de la imagen inmediata al centro aparece próxima al exterior de la foto. A la inversa, la región inmediata al exterior del negativo aparece, en la foto, próxima a la base del cono. Esta inversión radial entre centro y perímetro origina la curiosa figura que aparece en el fotograma.

El otro tipo de deformación de la imagen afecta a su anchura angular alrededor del centro de la foto. Las porciones de la imagen que se proyectan en la proximidad del límite exterior de la foto se reparten circularmente en torno al centro de ésta, mejor que las porciones que se proyectan en la proximidad de la base del cono. Resultado de ello: se pierden la mayoría de los indicios que sugerirían la perspectiva normal.

El equipo necesario para las anamorfosis fotográficas de Stork es muy simple. El trabaja con un cono metálico macizo, mecanizado a la medida, que puede sustituirse por una hoja de mylar arrollada en dicha forma geométrica. (Las hojas pueden comprarse en tiendas de artículos para aficionado o donde expendan cometas.) Además del diafragma de abertura variable de la ampliadora, se necesita un medio para regular la anchura del haz luminoso encima del cono; podemos echar mano, a tal fin, de otro diafragma de abertura variable, montado en un soporte de laboratorio. Un sustituto de este último lo hallaremos en una serie de cartones, dotado, cada uno, de un orificio de distinto diámetro. Componiendo adecuadamente estos cartones, el fotógrafo puede regular la exposición casi con la misma perfección con que lo haría con un diafragma de abertura variable.

Se pone el cono sobre el papel fotográfico mientras el artista trabaja a oscuras. Para ello, Stork ha conseguido un ocultador de cartón que se ajusta al soporte del papel. En el centro del ocultador hay un orificio del mismo diámetro que la base del cono. Stork coloca, entonces, al tacto, el cono en el orificio y luego levanta el ocultador sin que éste toque el cono.

El procedimiento para impresionar el papel fotográfico es el siguiente. Se introduce el negativo en la ampliadora, se apagan las luces, se saca una hoja de papel fotográfico de su caja y se coloca en el soporte de la ampliadora. Ponemos el ocultador sobre el papel. Situado el cono en el orificio, se separa el ocultador del papel, levantándolo sin mover el cono. Y para impresionar el papel, se enciende la luz de la ampliadora.

La foto necesita varias exposiciones, porque la luz incidente sobre la zona del papel próxima a la base está más concentrada que la luz que llega al límite exterior del papel. El tiempo de exposición para el papel cercano a la base es el normal; para el papel cercano al límite exterior, se tardará unas 15 o 20 veces más. Stork logra unas exposiciones casi correctas efectuando la primera con una abertura relativamente grande, montada en el soporte de laboratorio. Esta abertura puede ser la del diafragma de abertura variable, o bien la de un gran orificio practicado en un cartón. Realiza la última exposición con una abertura bastante reducida que limita la luz al vértice del cono. Así, puesto que esta zona envía la luz hacia los límites externos del papel, sólo queda expuesto su perímetro.

Empieza por la abertura mayor. La va estrechando paulatinamente de manera que la zona de cono iluminada sea cada vez menor. (Reduce la abertura del diafragma o utiliza cartones con orificios progresivamente menores.) Así prosigue hasta que la zona iluminada queda confinada al perímetro del papel. Importa que, en la primera exposición, el círculo de luz no abarque más allá de la base del cono; si el círculo fuera mayor, a la superficie del papel cercana al cono llegaría luz no reflejada por éste y habría que desechar la foto porque no constituiría una imagen fiel y resultante exclusivamente de la reflexión.

Nadie espere dominar, a la primera, el cambio de aperturas, ni piense que va a realizar las exposiciones sin ensayo previo. Si quieren ahorrarse gastos extra en sus experimentos con las exposiciones, yo recomendaría a los principiantes que trabajen con papel fotográfico en blanco y negro. El propio Stork aconseja que cuando se esté preparado

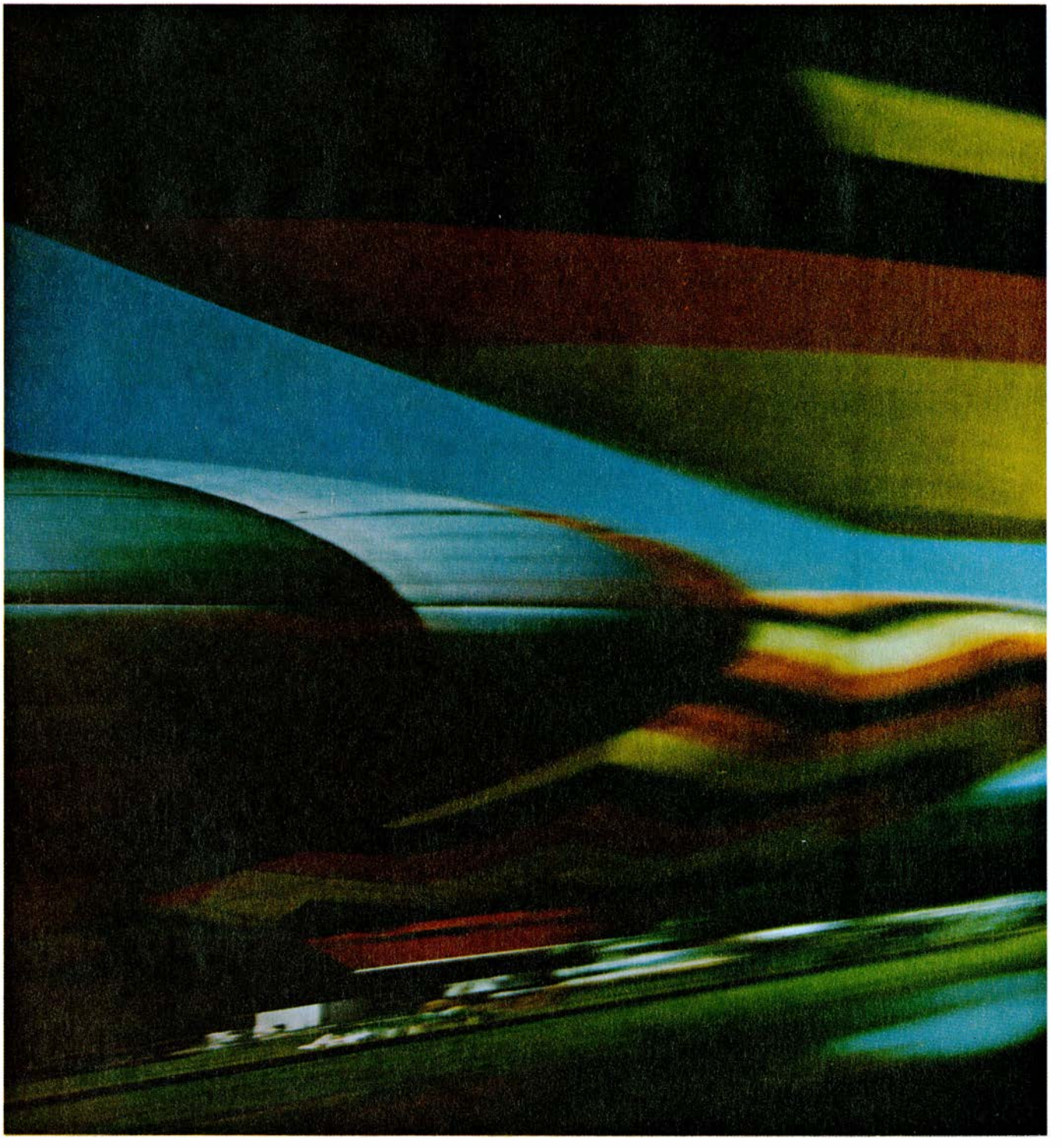
para hacer fotos a partir de diapositivas en color, se trabaje con papel Ilford Cibachrome.

En opinión de nuestro graduado, vale casi cualquier escena para obtener una diapositiva en color. Un buen objetivo es conseguir una foto anamórfica que no se parezca en nada a la escena original. Mejor aún si la diapositiva tiene una zona central relativamente oscura, pues la luz procedente de dicha zona incide principalmente sobre el vértice del cono. No hay cono, ni aunque esté mecanizado, que tenga una punta perfecta. De aquí que la luz reflejada en el vértice se deforme sin ningún control posible.

Si pudiéramos sobreponer el cono sobre la foto terminada, exactamente igual que se encontraba sobre el papel a lo largo de la exposición, la deformación podría romperse, pero esta reposición exacta es laboriosa y no compensa el esfuerzo. Otra dificultad que presenta el vértice es que la luz que refleja hacia el papel es relativamente tenue.

Ambas dificultades pueden obviarse utilizando una diapositiva con una superficie central bastante oscura para que lo reflejado en el vértice contraste menos en el papel.

Stork sugiere que cuando no pueda



Globos de aire caliente: fotografía anamórfica de David G. Stork

mecanizarse un cono metálico, o no podamos conseguir ninguno, se monte mylar sobre un cono de madera macizo. A éste se le añadirá peso taladrándole un agujero en la base e insertando en él un corto trozo de barra metálica. (Ni que decir tiene que el cono no debe moverse durante las reiteradas exposiciones.)

En un artículo recientemente publicado en esta revista se describían deformaciones similares producidas por reflexiones en espejos planos y curvos (véase "Formación de imágenes en los espejos", de David Emil Thomas; INVESTIGACIÓN Y CIENCIA, febrero de 1981). Thomas presentaba allí una clasificación de las deformaciones en función del tipo de espejo empleado. Sobre la superficie de un espejo definía dos ejes perpendiculares, de modo que la clase de reflexión producida en la superficie pudiera clasificarse según el tipo de curvatura de dichos ejes. Por ejemplo, la superficie lateral de un cilindro reflector tiene un eje paralelo a la sección longitudinal del cilindro (este eje atraviesa la superficie lateral yendo de una base a otra) y otro eje (perpendicular al anterior) coincidente con el perímetro circunferencial del cilindro. La superficie, pues, es la combinación de un espejo plano (del eje recto) y un espejo convexo (del eje curvo). Las reflexiones según el eje recto se comportan como lo harían en un espejo plano, y las reflexiones efectuadas según el eje curvo son las correspondientes a un espejo convexo.

En el montaje de Stork la luz se refleja en la superficie lateral de un cono brillante, que puede considerarse tam-

Anamorfosis fotográfica de un rostro femenino obtenida por Stork

bién una combinación de un espejo plano y de un espejo convexo. El eje correspondiente al espejo plano se extiende a lo largo de la superficie lateral, yendo de la base al vértice. El eje del espejo convexo rodea el cono, perpendicularmente al otro eje y paralelamente a la base.

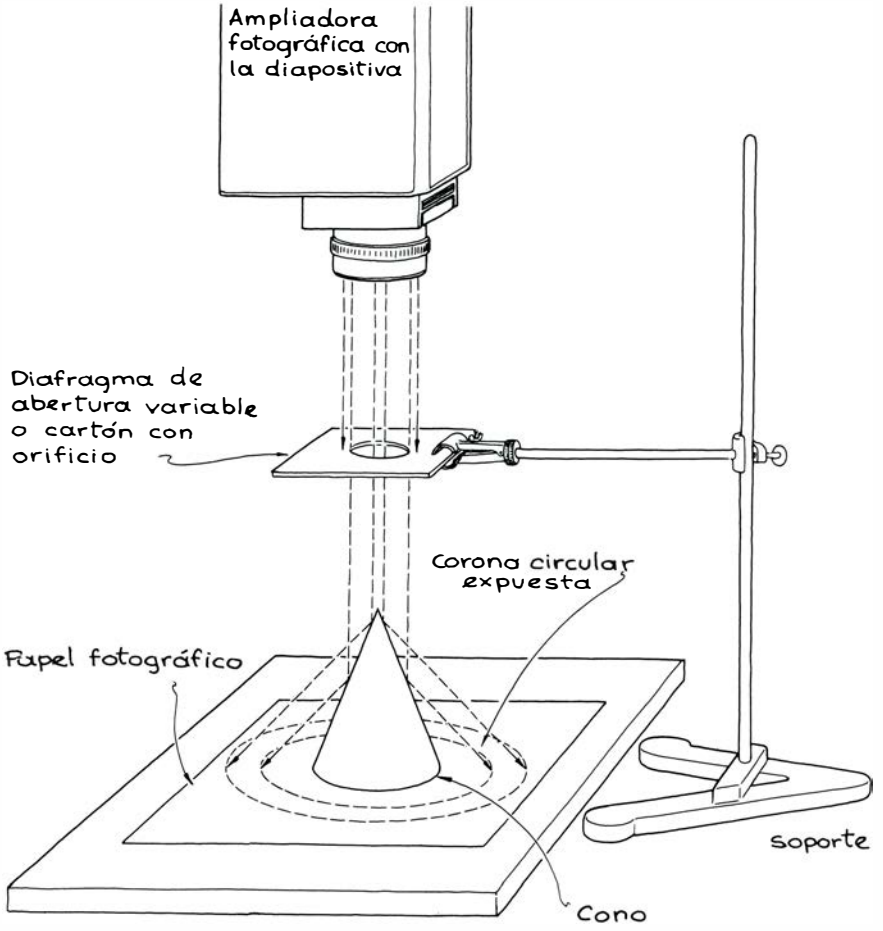
Ahora bien, el cono introduce una complicación: la curvatura del eje convexo varía a lo largo de la superficie lateral. Así, en la proximidad del vértice el eje tiene una gran curvatura, mientras que en la proximidad de la base posee menos curvatura. Pese a ello, las reflexiones producidas en una porción reducida de la superficie lateral pueden considerarse como si procedieran de la combinación de un espejo plano y otro convexo. El eje del espejo plano responde del intercambio de posiciones entre el centro y la periferia de la diapositiva cuando se toma la foto. El eje del espejo convexo da cuenta de la repartición de la imagen circularmente en torno al centro.

Thomas explicaba el modo en que los espejos podían invertir y trastrocar una imagen respecto al objeto que la proyecta. La inversión se refiere al intercambio de colocación entre el objeto y su imagen. Este intercambio puede ser entre lejos y cerca, izquierda y derecha o arriba y abajo. Los espejos planos y convexos sólo invierten lejos y cerca.

Supongamos que mantenemos una vara graduada perpendicularmente a un espejo plano, de forma que el extremo correspondiente al cero toque el espejo. Si nos encontramos en el otro extremo de la vara, el extremo que en la imagen aparece más próximo a nosotros es precisamente el correspondiente al cero. O sea, en la reflexión sobre un espejo plano, lo lejano y lo próximo se invierten. E igual ocurre en los espejos convexos.

Los espejos planos no invierten izquierda y derecha, ni arriba y abajo. Podría pensarse que izquierda y derecha se invierten, pero no es así. Situémonos frente al espejo con una vara graduada sujetándola por la señal de cero con la mano izquierda, y por la señal de un metro con la mano derecha. Observemos la vara reflejada. La imagen de la señal de cero se encuentra también a nuestra izquierda (atención, a nuestra izquierda, no a la izquierda de la persona imagen) y la señal de un metro se halla a nuestra derecha. Es decir, no ha habido intercambio alguno.

Pero, en la persona imagen, izquierda y derecha están intercambiadas. Así, la señal de cero la sostiene la mano derecha y la señal de un metro la sostiene la mano izquierda. A este intercambio



Montaje para realizar fotos anamórficas

Thomas lo llama trastrocamiento. Los espejos planos y los convexos producen un trastrocamiento y una inversión (entre cerca y lejos). Todo espejo que origine un número impar de inversiones trastrueca la lateralidad.

He aplicado el estudio de Thomas al dispositivo de Stork. Para ello, imaginé que en vez de la diapositiva había una gran letra *F* que sostenía un individuo diminuto. Así, podría seguir las variaciones de la lateralidad observando cómo aparecía la imagen de la *F* en la imagen de la persona. A tal objeto, imaginé un cuadrado negro en una esquina de la *F*. En mi experiencia imaginaria los rayos de la luz viajaban, desde la *F* y la persona, a través del objetivo de la ampliadora y luego se reflejaban en la superficie lateral del cono sobre el papel fotográfico.

El objetivo altera la orientación de la *F*. (Con el objetivo seguiré empleando la terminología de Thomas para los espejos.) Esta alteración consiste en que se invierten izquierda y derecha y arriba y abajo, resultando una imagen de la *F* girada 180 grados con relación a su orientación normal. (Aquí no puedo presumir de ser exacto, porque la imagen no se encuentra presente en el espacio comprendido entre el objetivo y el cono; en efecto, los rayos que han atravesado el objetivo aún no se han entrecruzado para crear una imagen enfocada. Pero si la imagen se enfocara sobre una tarjeta intercalada en la luz, se vería lo que les he descrito.) Además, la lateralidad de la imagen se presenta trastrocada; en la disposición inicial la persona sostiene el cuadrado negro con la mano izquierda, pero en la imagen proyectada por el objetivo la imagen de la persona lo sostiene con la derecha.

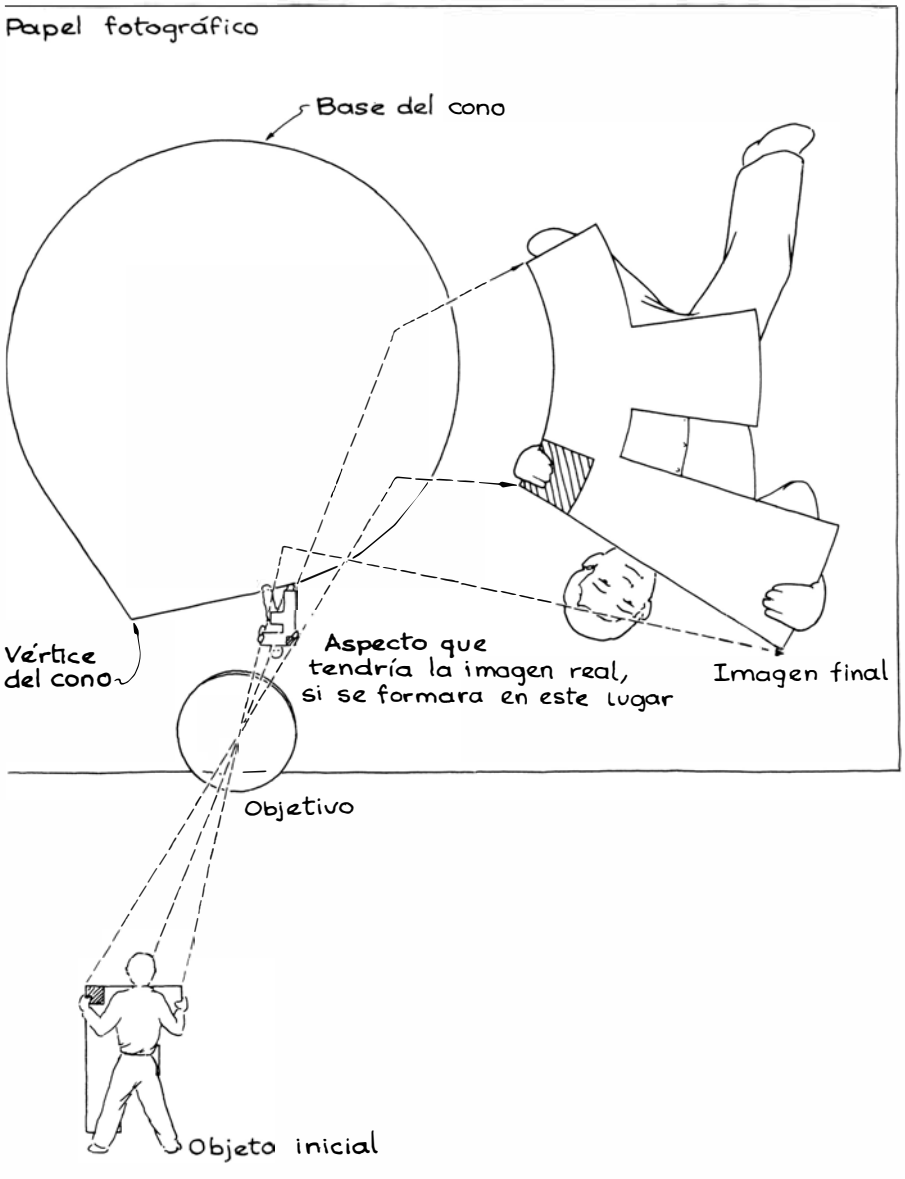
La reflexión de la *F* sobre el cono vendrá a ser la misma que se tendría sobre la combinación de un espejo plano con uno curvo, salvo en un aspecto muy importante: que los rayos reflejados darán sobre una superficie plana antes de llegar a nosotros. Entonces, las reglas que rigen la inversión y trastrocamiento de la imagen propia en un espejo plano deben modificarse. En la imagen final aún se invierte la parte superior con la inferior respecto a la orientación original. Sin embargo, la inversión izquierda-derecha producida por el objetivo se anula debido a la reflexión desde el espejo sobre el papel fotográfi-

co, al igual que el trastrocamiento de lateralidad. En suma, la imagen ha sido invertida de arriba abajo una vez, y no trastrocada.

Cuando la foto obtenida se contempla a través de una reflexión en la superficie lateral del cono, la reflexión procede de hecho de la combinación de un espejo plano con un espejo convexo. Pero las leyes que rigen esta reflexión no son las mismas que se cumplen cuando observamos nuestra imagen reflejada en una tal combinación de espejos plano y convexo. La imagen reflejada es virtual, puesto que los rayos no se cortan para dar una imagen real, sino que divergen al abandonar la superficie lateral del cono.

El ojo del observador recoge los rayos divergentes y los enfoca sobre la retina. La imagen virtual creada por el cono no tiene la misma orientación que la imagen que queda en la foto. Izquierda y derecha están invertidas. Además, la reflexión trastrueca la lateralidad. En la foto, la persona tiene el cuadrado negro en la mano izquierda; cuando la imagen se refleja en la superficie lateral del cono, la persona imagen tiene el cuadrado en la mano derecha.

Stork ha realizado anamorfosis fotográficas valiéndose de otros dos montajes. En uno de ellos hace que la luz procedente de la ampliadora se refleje en un espejo de superficie plana, de modo que los rayos incidan oblicuamente sobre el papel fotográfico, que esta vez coloca desplazado lateralmente, y no directamente debajo de la ampliadora. El resultado es un fotograma deforme, similar a ciertas pinturas anamórficas, que debe contemplarse casi desde el borde para recrear la perspectiva correcta. Por ejemplo, los globos de aire caliente de la ilustración de la página 117 se ven con mayor nitidez si se observa la foto (con un solo ojo) desde un ángulo inclinado, o a través de un espejo plano, que se sostenga ladeado junto a un borde de la foto. Aquí, la secuencia de inversión y trastrocamiento de una imagen en la exposición de la fotografía es la misma que en el cono.



Trastrocamientos e inversiones de una imagen

En un fotograma anamórfico obtenido a través de un espejo plano, el tiempo de exposición debe regularse de suerte que varíe de un lado a otro del papel fotográfico. Las superficies más alejadas del espejo requieren mayor exposición que las más cercanas al mismo. Stork ajusta entonces la exposición intercalando una hoja de cartón entre el espejo y el papel; da comienzo a la exposición colocando el cartón de manea que intercepte la luz por completo. Retira paulatinamente, luego, el cartón hasta que, al final, queda expuesto el borde del papel más cercano al espejo. Así consigue que el tiempo de exposición de las zonas más alejadas sea superior al de las más cercanas.

Nos advierte que, para conseguir un fotograma aceptable, ya sea con un cono reflector o con un espejo, se necesita mucha experimentación y paciencia. El enfoque nunca estará perfectamente ajustado. Si una parte del papel está enfocada habrá otra que no lo esté. Por regla general, Stork ajusta el enfoque para el centro del fotograma anamórfico, o para algún rasgo especialmente importante del mismo.

Ajusta también la abertura del diafragma de la ampliadora. Una abertura pequeña (correspondiente a un número *f* mayor) proporciona mayor profundidad de campo. La reducción de la abertura significa que las exposiciones deberán ser más prolongadas, dado que al papel llegará menos luz; pero la mejora en el enfoque vale el esfuerzo adicional.

Para reflejar los rayos de luz sobre el papel fotográfico, Stork recurre también a un cilindro brillante. En este caso, la luz procedente de la ampliadora se refleja en un espejo plano y luego en el cilindro antes de caer sobre el papel. Para conseguir que la luz procedente del espejo plano caiga únicamente sobre el cilindro, y no directamente sobre el papel, intercepta parte de la luz de suerte que sólo se ilumine el cilindro.

La técnica para impresionar el papel es similar a la seguida con el cono. A oscuras, monta el papel en su soporte y sobre él coloca un ocultador provisto de un recorte circular, donde sitúa el cilindro. Seguidamente, y antes de iluminar el cilindro, separa el ocultador del papel, levantándolo. Si la forma del ocultador es tal que no intercepta parte alguna de la luz reflejada en el cilindro, puede dejarse sobre el papel durante la exposición.

La geometría relacionada con el montaje del cono es muy sencilla. Consideremos un cono cuyo ángulo en el vértice sea conocido. Llamaré φ a la mitad de dicho ángulo, valor que ha de ser inferior a 45 grados; puede servirnos un semiángulo en el vértice de 30 grados. Consideremos ahora un rayo de luz inicialmente vertical. Incidirá sobre la superficie lateral del cono, formando con la misma un ángulo que también valdrá φ. Los rayos de luz se reflejan en las superficies bajo un ángulo igual al de incidencia. Por tanto, en el caso del cono, el ángulo que formará el rayo reflejado y la superficie lateral del cono será también φ.

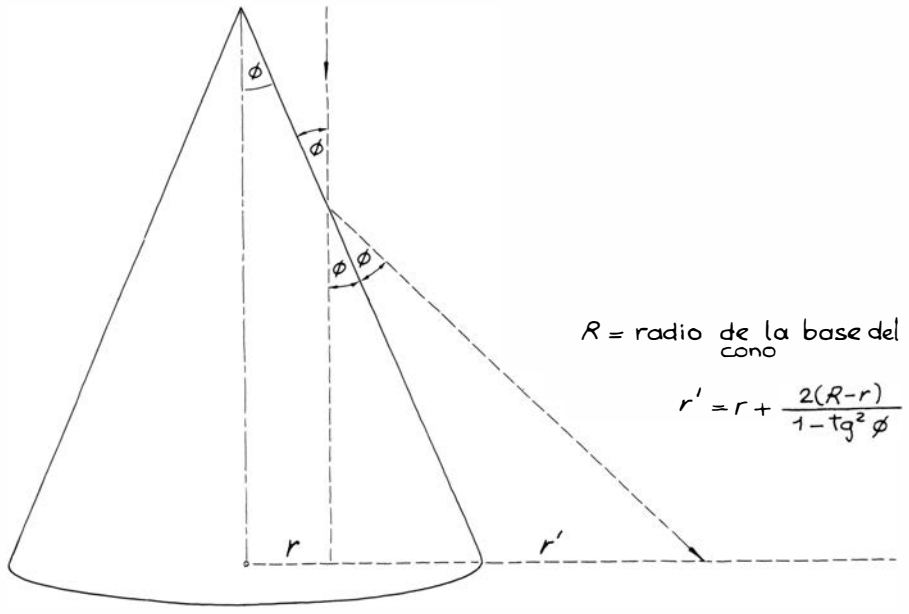
Supongamos que el centro de la base del cono sea el origen de un sistema de coordenadas. Si no se hubiera interpuesto el cono en el camino del rayo vertical, éste hubiera incidido sobre el papel a una distancia r del centro. Pero con el cono en su lugar, la reflexión cambia la dirección del rayo y éste incide sobre el papel a una distancia del centro mayor que r. Esta nueva distancia puede calcularse mediante la fórmula que aparece en la ilustración superior de esta misma página.

El aspecto de la anamorfosis fotográfica puede adivinarse representando gráficamente las nuevas posiciones de cada porción de la escena original existente en la diapositiva. Ello se hace como sigue. Se retira el cono. Se enfoca la diapositiva sobre una hoja de papel ordinario. Se elige una pequeña superficie de la imagen y se mide su distancia al origen de coordenadas (donde estará el centro de la base del cono cuando éste se coloque sobre el papel). Se echa luego mano de la fórmula para determinar la nueva distancia r' correspondiente a esa porción de la escena. Un procedimiento sencillo para medir el semiángulo en el vértice del cono consiste en determinar el arco seno del radio de la base dividido por la generatriz del cono (que es la distancia del vértice a la base medida a lo largo de la superficie lateral).

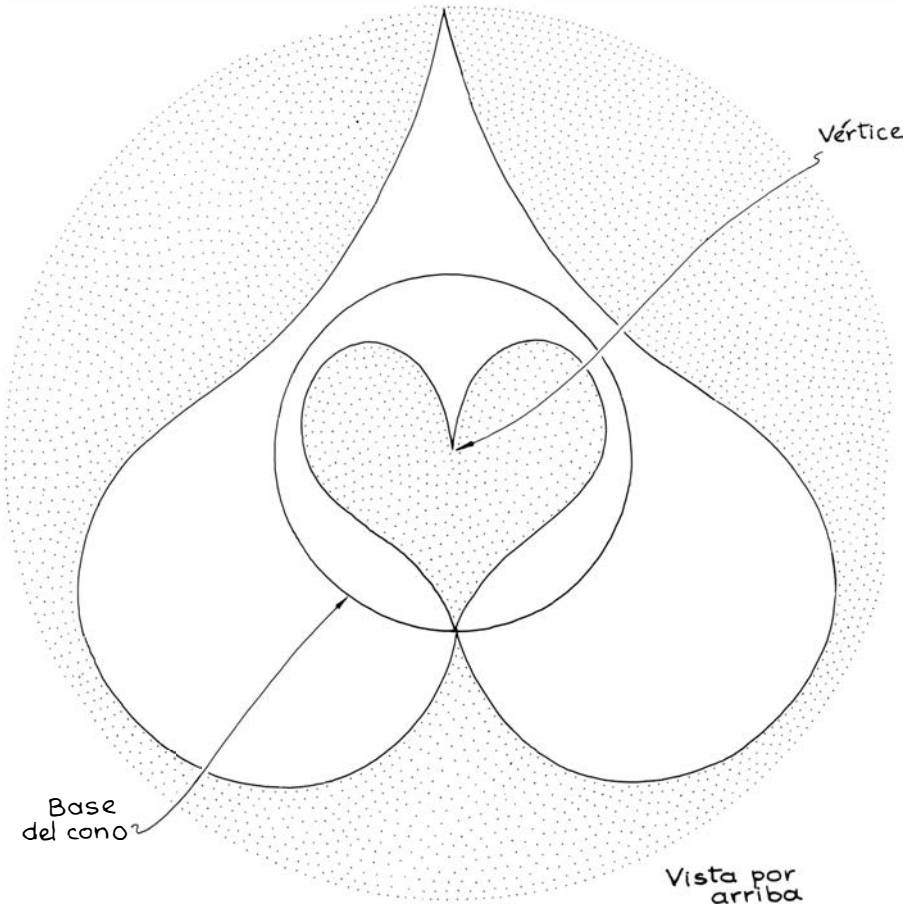
Para proyectar la escena original sobre la anamorfosis, se recubre totalmente el papel con un reticulado circular. Entonces se elige una sección de la escena original situada a una distancia r del origen y que abarque un ángulo conocido en torno al origen. Dicha superficie debe reproducirse a una nueva distancia r' del origen y con la misma extensión angular. Si la nueva posición está próxima a la base del cono, la nueva superficie se parecerá a la superficie original. Si la nueva posición está alejada de la base, la nueva superficie aparecerá como estirada, en forma de sector circular alrededor del origen.

Si preferimos un método más rápido, podemos recurrir al ordenador para que construya representaciones anamórficas. La entrada debe incluir las coordenadas de todas las secciones de la escena original: su radio inicial R y el ángulo que abarca, un grado por ejemplo. El ordenador calculará las nuevas posiciones y (si dispone de trazador) representará gráficamente los resultados para el nuevo radio y un ángulo de un grado.

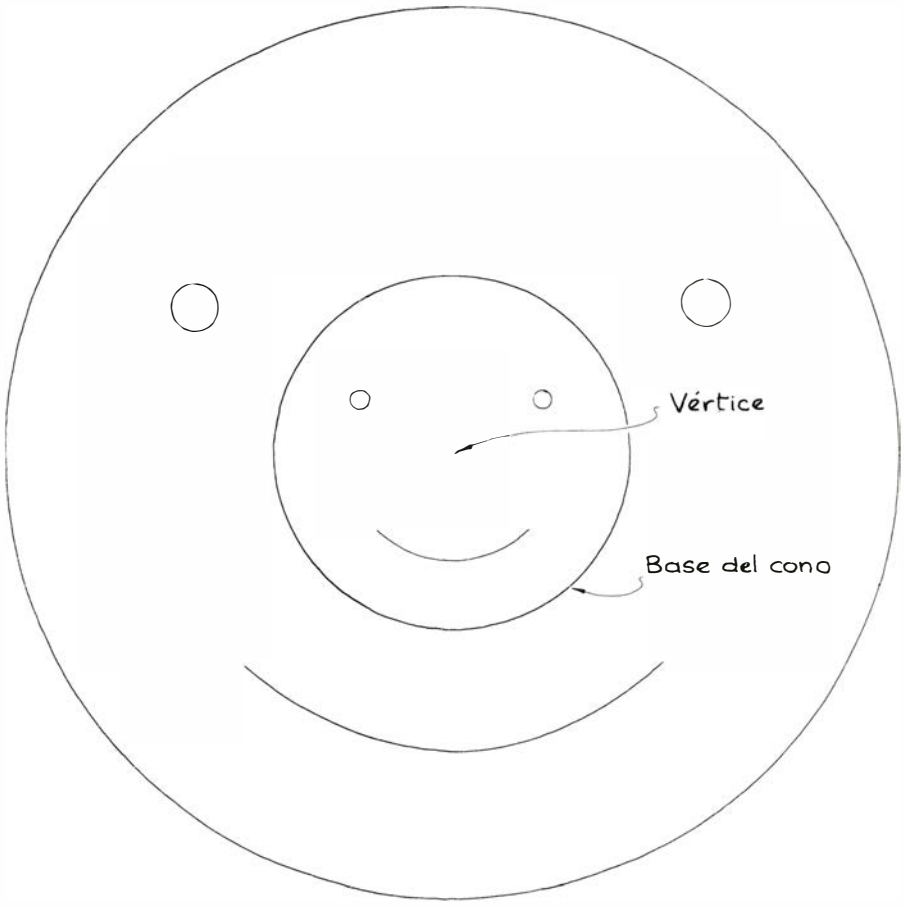
Waldo Tobler, de la Universidad de California en Santa Bárbara, ha construido una anamorfosis con ordenador a partir del dibujo de una figura femeni.



Geometría de la reflexión



Corazón con su versión anamórfica



"Cara feliz" con su versión anamórfica

na trazado por Stork sobre papel cuadriculado. Patricia S. Irle, alumna de Tobler, introdujo los datos correspondientes a 1450 puntos del dibujo en un ordenador Tektronix 4051. El ordenador imprimió el dibujo original y, luego, el programa reflejó la imagen dada por un cono, aplicando la fórmula de transformación para determinar la distancia de cada punto al centro de la imagen. Finalmente, el ordenador imprimió la imagen deformada. Cuenta Stork que si coloca el cono en el centro de la impresión y mira cuidadosamente hacia abajo la superficie reflectora del cono, contempla la imagen del dibujo original. Sin el cono, no vería sino la versión anamórfica.

Con un ordenador personal podemos acometer el mismo tipo de transformación. Si no se dispone de impresora, la transformación puede representarse directamente en la pantalla. Se empieza escribiendo un programa que "dibuje" una figura en la proximidad del centro de la pantalla. De hecho, este dibujo constará de múltiples elementos rectangulares, muy pequeños, encendidos por el ordenador. Como éste tendrá que recordar las posiciones de los elementos, habrá que guardarlas en memoria.

El programa aplica, a cada rectángulo, la fórmula de la transformación debida al cono. En puntos más alejados del centro de la pantalla, se encenderán entonces nuevos rectángulos; éstos constituyen la anamorfosis. Colocando un cono en el centro de la pantalla y observando por su superficie lateral, veremos en la reflexión una forma parecida al dibujo original.

No se consigue una reproducción completa porque el monitor ilumina rectángulos y no manchas diminutas; de ahí que se pierdan detalles de las curvaturas. Además, la rectangularidad de los elementos significa que la amplitud angular de parte de la figura no se proyectará fidedignamente sobre el nuevo radio. Con todo, la velocidad del ordenador posibilita estudiar muchas figuras. Cambiando la fórmula de transformación pueden estudiarse otras imágenes anamórficas. Ejemplos de ello pueden encontrarse en el artículo de Andy A. Zucker reseñado en la bibliografía, en la última página de la revista.

Hay deformaciones anamórficas muy interesantes. En ese sentido, Stork me ha remitido los resultados que dan tres dibujos sencillos tras sufrir una deformación anamórfica a través de un cono. Trazó, en uno de ellos, un corazón (como un encendido amante), coloreando de rojo su interior y, de blanco, la superficie que lo rodeaba. Después de la transformación, se encontró con un corazón blanco rodeado de rojo. Los colores y la orientación se habían trastrocado porque el cono intercambió el centro del dibujo con su perímetro y viceversa.

En otro caso, dibujó una "cara feliz", o sea, un círculo con dos puntos gruesos a modo de ojos y un arco de cincunferencia a modo de boca. De la transformación salió otra cara feliz con la misma orientación. He podido observar que si la boca era originalmente una línea casi recta, en su transformación a la versión anamórfica la cara aparecía aún más risueña. ¿Podríamos imaginar un diseño cualquiera para el que la transformación a través de un cono diera por resultado el mismo diseño, aunque con un significado diferente?

Les describía en enero una ilusión óptica que se presenta cuando escudriñamos horizontalmente la pantalla de un televisor. Si nos fijamos en la televisión de una manera conveniente, pueden observarse varias imágenes de su contenido como flotando en el aire a un costado del aparato. Esta ilusión depende esencialmente de dos cosas: la persistencia de la visión y la aparición y desaparición rápidas de la imagen que hay en pantalla.

Brian Glassner, alumno de la Universidad estatal de Cleveland, ha señalado que la misma ilusión puede percibirse en las pantallas electrónicas de algunas calculadoras y en las de muchas máquinas de billar más recientes y otros juegos electrónicos. Si la representación en pantalla se hace a base de diodos emisores de luz, lo más probable es que sea pulsante. Esta pulsación es demasiado rápida para que la detecte nuestra vista, pero significa que la imagen representada aparece y desaparece sin solución de continuidad.

Si barremos rápidamente con la vista nuestro campo visual de un lado a otro, la luz destellante excitará ciertas zonas de nuestra retina. Tras el barrido, cada una de dichas zonas producirá una imagen independiente del objeto. Y, en consecuencia, las imágenes se percibiran mal si estuvieran flotando a un costado de la figura verdadera.

Me ocupé en mayo de 1978 de otra ilusión óptica. Se trataba de lo siguiente. Si se hacía oscilar un péndulo y se observaba con un ojo cubierto por un filtro obscuro, pero no opaco, el péndulo parecía describir una elipse. Esta ilusión, conocida como ilusión de Pulfrich, la han atribuido algunos investigadores al retraso en la percepción que

sufre el ojo entorpecido. Evidentemente, la reducción en la intensidad de la luz que llega a ese ojo hace que la señal transmitida al cerebro se retrase. Entonces, la discrepancia entre las informaciones facilitadas por ambos ojos obliga al observador a interpretar que el péndulo está más cerca o más lejos de lo que se halla en realidad. La diferencia entre la distancia aparente y la real varía con la velocidad del péndulo, siendo menor cuando el péndulo va más despacio al alcanzar el extremo de una oscilación.

Jerry Harris, de Worthington, Ohio, acaba de informar sobre una ilusión, relacionada con la anterior Puede crearse con una figura de curvas de Lissajous reproducida en un osciloscopio. Para ello, conectó un generador de señales a la entrada vertical del osciloscopio y otro generador de señales a la entrada horizontal Así, las señales senoidales de los generadores arrastraban la traza del osciloscopio vertical y horizontalmente a la vez.

Ajustando convenientemente las frecuencias de las señales, la traza describía una curva de Lissajous en la pantalla. Si las frecuencias se separaban levemente de sus valores óptimos, seguía apareciendo la figura, pero variaba paulatinamente. Muchas veces, un observador podría interpretar esta figura cambiante como si fuera un objeto tridimensional que diese vueltas lentamente en torno a un eje fijo. Se diría que la perspectiva del objeto aparentemente tridimensional varía.

Cuando las frecuencias se igualan, la figura podría ser un círculo. Con una ligera desigualdad, el círculo aparenta girar en torno a un eje contenido en la pantalla. A veces, se ve el plano del círculo completo; otras, se ve de canto. El sentido de rotación es arbitrario.

Harris ha modificado este experimento clásico sosteniendo un filtro opaco (un par de filtros polarizadores parcialmente cruzados) sobre un ojo, al objeto de retrasar la percepción de la figura de la pantalla por parte de dicho ojo. Este retraso introdujo la sensación de profundidad en su interpretación del objeto, cabe suponer que al igual que en la ilusión de Pulfrich. La apariencia de profundidad eliminaba la ambigüedad de la rotación del objeto aparentemente tridimensional, al que se veía girar en torno a un eje vertical contenido en el plano de la pantalla. Cuando Harris inclinaba la cabeza de modo que sus ojos quedasen en un eje vertical, el eje de rotación del objeto aparentaba estar horizontalmente. Cuando cerraba uno cualquiera de los ojos, desaparecía el efecto de tridimensionalidad.

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

VALORES Y ACTITUDES DEL PUEBLO POLACO

ROLE AND LIMITS OF THE FUNCTIONAL APPROACH IN FORMULATION OF THEORY OF ATTITUDES. Stefan Nowak en *Understanding and Prediction: Essays in the Methodology of Social and Behavioral Theories*. D. Reidel Publishing Co., 1976.

LIKE FATHER, LIKE SON? Stefan Nowak en *Polish Perspectives*, vol. 19, n.º 7-8, págs. 10-20; julio-agosto, 1976.

LA SALINIDAD DE LOS RIOS

REPORT ON WATERLOGGING IN RELATION TO IRRIGATION AND SALINITY PROBLEMS, LAHORE, PAKISTAN, 16-28 NOVEMBER, 1964: REPORT NO. 1932. Dirigido por Gasp van't Leven. Expanded Program of Technical Assistance, FAO, 1965.

SALINITY PROBLEMS AND MANAGEMENT IN RIVER SYSTEMS. Arthur F. Pillsbury y Harry F. Blaney en *Journal of the Irrigation and Drainage Division, American Society of Civil Engineers*, n.º IR 1, Proceedings Paper 4733, 1966.

WATER QUALITY CRITERIA: REPORT OF THE NATIONAL TECHNICAL ADVISORY COMMITTEE TO THE SECRETARY OF THE INTERIOR. Federal Water Pollution Control Administration, 1968.

LA ATMOSFERA DE VENUS

SCIENCE, vol. 205, n.º 4401; 6 de julio de 1979. (Número monográfico dedicado al Pioneer Venus.)

STRUCTURE AND CIRCULATION OF THE VENUS ATMOSPHERE. G. Schubert, C. Covey, A. D. Del Genio, L. S. Elson, G. Keating, A. Seiff, R. E. Young, J. Apt, C. C. Counselman III, A. J. Kliore, S. S. Limaye, H. E. Revercomb, L. A. Sromovsky, V. E. Suomi, F. Taylor, R. Woo y U. von Zahn en *Journal of Geophysical Research*, vol. 85, págs. 8007-8025; diciembre, 1980.

THE THERMAL BALANCE OF VENUS IN LIGHT OF THE PIONEER VENUS MISSION. M. G. Tomasko, P. H. Smith, V. E. Suomi, L. A. Sromovsky, H. E. Revercomb, F. W. Taylor, D. J. Martonchik, A. Seiff, R. Boese, J. B. Pollack, A. P. Ingersoll, G. Schubert y C. C. Covey en *Journal of Geophysical Research*, vol. 85, págs. 8187-8199; diciembre, 1980.

INGENIERIA GENETICA EN CELULAS DE MAMIFERO

ALTERING GENOTYPE AND PHENOTYPE BY DNA-MEDIATED GENE TRANSFER. Angel Pellicer, Diane Robins, Barbara Wold, Ray Sweet, James Jackson, Israel Lowy, James Michael Roberts, Gek Kee Sim, Saul Silverstein y Richard Axel en *Science*, vol. 209, n.º 4463, págs. 1414-1422; 19 de septiembre de 1980.

GENE THERAPY IN HUMAN BEINGS: WHEN IS IT ETHICAL TO BEGIN? W. French Anderson y John C. Fletcher en *New England Journal of Medicine*, vol. 303, n.º 22, págs. 1293-1297; 27 de noviembre de 1980.

MIMETISMO EN LAS SEÑALES SEXUALES DE LAS LUCIERNAGAS

INSECT BIOLUMINESCENCE. James E. Lloyd en *Bioluminescence in Action*, dirigido por Peter J. Herring. Academic Press, 1978.

SSEXUAL SELECTION IN LUMINESCENT BEETLES. James E. Lloyd en *Sexual Selection and Reproductive Competition in Insects*, dirigido por Murray S. Blum y Nancy A. Blum. Academic Press, 1979.

EL POTASIO Y EL SODIO EN LAS CELULAS VIVAS

CATION TRANSPORT IN BACTERIA: K^+, Na^+ AND H^+. F. M. Harold y K. Altendorf en *Current Topics in Membranes and Transport*, vol. 5, págs. 2-45, 1974.

ION TRANSPORT IN PLANT CELLS. E. A. C. MacRobbie en *Current Topics in Membranes and Transport*, vol. 7, págs. 1-40, 1975.

SOME COMMON ASPECTS OF ACTIVE SOLUTE TRANSPORT IN YEAST AND MOUSE ASCITES TUMOUR CELLS. A. A. Eddy, R. Philo, P. Earnshaw y R. Brocklehurst en *Biochemistry of Membrane Transport*, FEBS-Symposium n.º 42, dirigido por G. Semenza y E. Carafoli, págs. 250-260; Springer-Verlag, 1977.

ENERGETICS AND CONTROL OF TRANSPORT IN *NEUROSPORA*. C. L. Slayman en *Water Relations in Membrane Transport in Plants and Animals*, dirigido por A. M. Jungreis, T. K. Hodges, A. Kleinzeller y S. G. Schultz, págs. 69-86; Academic Press, Inc. 1977.

LA ARQUITECTURA DE CHRISTOPHER WREN

ST. PAUL'S CATHEDRAL: OBSERVATIONS ON WREN'S SYSTEM OF BUTTRESSES FOR THE DOME, PIERS, AND ON SOME OTHER THINGS. Somers Clark en *Sir Christopher Wren, A. D. 1632-1723*. Royal Institute of British Architects, 1923.

THE ARCHITECTURE OF SIR CHRISTOPHER WREN. Viktor Fürst. Lund Humphries, 1956.

THE STRUCTURAL ANALYSIS OF GOTHIC CATHEDRAL. Rober Mark en *Scientific American*, vol. 227, n.º 5, págs. 90-99; noviembre, 1972.

FIBRADOS Y TEORIA CUANTICA

MAGNETIC MONOPOLES, FIBER BUNDLES, AND GAUGE FIELDS. Chen-Ning Yang en *Annals of the New York Academy of Sciences*, vol. 294, págs. 86-97; 8 de noviembre de 1977.

EINSTEIN'S IMPACT ON THEORETICAL PHYSICS. Chen-Ning Yang en *Physics Today*, vol. 30, n.º 6, págs. 42-49; junio, 1980.

TEMAS METAMAGICOS

THE CONCEPTUAL DEVELOPMENT OF QUANTUM MECHANICS. Max Jammer. McGraw-Hill Book Company, 1973.

THE MANY-WORLDS INTERPRETATION OF QUANTUM MECHANICS: FUNDAMENTAL INTERPRETATION. Dirigido por Bryce S. De Witt y Neill Graham. Princeton University Press, 1973.

THE FEYNMAN LECTURES ON PHYSICS. Richard P. Feynman, Robert B. Leighton y Matthew Sands. Addison-Wesley Publishing Co., 1973-75.

OTHER WORLDS. Paul Davies. Simon and Schuster, 1980.

TALLER Y LABORATORIO

ANAMORPHIC ART. ANDY A. ZUCKER en *Creative Computing*, vol. 3, n.º 4, págs. 137-140; julio-agosto, 1977.

ANAMORPHOSCOPES: A VISUAL AID FOR CIRCLE INVERSION. Philip W. Kuchel en *The Mathematical Gazette*, vol. 63, n.º 424, págs. 82-89; junio, 1979.

Taller y laboratorio

Imágenes de interferencia en un espejo polvoriento

Jearl Walker

Contemplando un espejo empañado o cubierto de polvo, mientras se sostiene una pequeña luz delante de la cara, pueden observarse dos bellos casos de interferencia óptica; para ello puede servir un fósforo encendido. Lo que se ve entonces son círculos de colores centrados en la imagen de la luz. Solapado a éstos existe otro conjunto de círculos y colores de interferencia, pero puede que no esté centrado alrededor del mismo punto. Esta otra figura no se ve tan fácilmente, porque, para ello, el ojo y el manantial luminoso deben encontrarse los dos en la misma perpendicular al espejo. No obstante, corrigiendo cuidadosamente las posiciones del manantial y del ojo propio, se consigue que el segundo conjunto de círculos coincida con el primero. En ciertas circunstancias, los colores que exhiben estas figuras son asombrosos.

Ambas figuras de interferencia requieren un espejo con la superficie reflectora en el reverso, caso en el que se encuentran los espejos ordinarios. La figura que aparece siempre centrada en la imagen reflejada del manantial luminoso suele conocerse como figura de Fraunhofer; ha sido ya objeto de estudio exhaustivo, no sólo porque depara una explicación excelente de la difracción óptica, sino, además, porque esa interferencia es responsable del anillo coloreado que a veces se observa rodeando la luna o el sol.

La otra imagen interferencial que puede observarse en los espejos empañados o polvorientos se investigó intensamente a lo largo del siglo XIX, pero desde entonces ha sido prácticamente olvidada. Este mes voy a comenzar hablándoles de esa interferencia menos conocida; luego regresaremos a la figura de Fraunhofer y a los anillos lunares y solares.

Parece cierto que fue Isaac Newton el primero en abordar las figuras de interferencia coloreadas que se forman en los espejos cubiertos de polvo. Para ello dirigía un rayo de luz solar sobre un orificio angosto practicado en una pantalla colocada frente a un espejo cóncavo semiesférico. La luz atravesaba el orificio, se reflejaba en el espejo y regresaba al orificio que estaba situado en el centro de curvatura del espejo. Entonces, la figura de interferencia aparecía en la pantalla rodeando el orificio.

No deja de ser irónico que, en la totalidad de sus investigaciones en el terreno de la óptica, Newton desestimara la posibilidad de que la luz estuviera constituida por ondas. Así, aferrado a la idea de que la luz se componía de partículas, no consiguió explicar ninguna de las manifestaciones de interferencia luminosa que él mismo estudió, incluida la que observaba en los espejos polvorientos. El conocimiento correcto de esta cuestión no surgió hasta que Thomas Young probó de manera convincente la naturaleza ondulatoria de la luz y pudo explicar, rápidamente, los colores que se veían en los espejos polvorientos de Newton. William Whewell, en Inglaterra, y Lambert Adolphe Jacques Quételet, en Bélgica, siguieron investigando en torno a esas figuras; y emplearon espejos planos, razón por la cual reciben hoy el nombre de figuras de interferencia de Whewell y Quételet.

Casi todas las partículas (polvo ambiental o de yeso, polvos de licopodio) que se depositen sobre un espejo pueden crear la figura de Whewell-Quételet. También sirve la humedad que se condensa cuando empañamos, con nuestro aliento, el espejo. Otra posibilidad es crear una capa delgada de glóbulos de leche seca. Para ello, se mezcla una parte de leche con tres de agua y se recubre la superficie anterior del espejo. Luego, se inclina éste para que el líquido en exceso se escurra al exterior y se deja secar el resto. Los glóbulos de leche que hayan quedado harán el papel de partículas de polvo. Por otro lado, no es necesario que la sustancia pulverulenta se halle en contacto directo con el espejo; Sir John Herschel ponía de manifiesto la figura de interferencia lanzando al aire polvos de peluca delante de un espejo.

La figura de interferencia se debe a la dispersión de la luz por las partículas en contacto con el espejo, o que se encuentran en su proximidad. Para simplificar, voy a suponer que el observador y el manantial luminoso se hallan en la misma perpendicular al espejo y que la luz procedente del manantial se compone de una sola longitud de onda. De la interferencia que se produce con luz blanca me ocuparé después y les explicaré cómo se descomponen los colores.

Consideremos dos rayos que llegan al espejo procedentes del manantial, formando parte de un frente de onda. Estos rayos son coherentes (o sea, las ondas luminosas de ambos están en fase) y casi paralelos, pues, aunque el manantial luminoso sea incoherente (salvo que sea un láser), éste sí emite ondas coherentes a pequeñas ráfagas de corta longitud.

Imaginemos que una partícula dispersa uno de los rayos, lo envía a la superficie posterior del espejo y allí el rayo se refleja y retrocede hacia el observador. Supongamos que el otro rayo penetra en el espejo sin haber sido dispersado por la partícula, se refleja y lo dispersa entonces la partícula en cuestión dirigiéndolo hacia el observador. Inicialmente, los rayos estaban en fase, pero ahora tendrán una diferencia de fase que dependerá de los trayectos respectivamente recorridos. Si estos trayectos tienen la misma longitud, los rayos seguirán en fase, se interferirán constructivamente y el observador verá una luz bastante intensa procedente del punto del espejo ocupado por la partícula. Cuando el observador y el manantial luminoso estén en la misma perpendicular al espejo, tal situación corresponderá a una partícula situada directamente frente al observador, o sea, situada al pie de la perpendicular.

Una partícula ligeramente separada del pie de la perpendicular enviará al observador rayos con una diferencia de fase distinta y, si la diferencia entre los trayectos produce una diferencia de fase de media longitud de onda, los rayos se interferirán destructivamente y el observador verá un punto oscuro. Más aún, originado por las partículas de polvo situadas en un círculo centrado en el pie de la perpendicular, cuya posición sea la precisa para causar interferencia destructiva, el observador verá, además, un anillo oscuro rodeando el pie de la perpendicular; se trata del anillo oscuro más cercano al centro de la figura de interferencia.

Las partículas un poco más alejadas del centro dispersan las parejas de rayos que llegan al observador con una diferencia de fase de una longitud de onda completa. Aquí el resultado será interferencia constructiva y un anillo luminoso. Algo más separados del pie de la perpendicular se verán más anillos claros y oscuros, causados por diferen-

cias progresivamente mayores entre los trayectos de las parejas de rayos luminosos.

Las figuras de interferencia suelen designarse en concordancia con la diferencia de fase entre los rayos que participan en ellas. Así, la primera posición de luminosidad, para la cual la diferencia de fase es cero, se designa $n = 0$ y recibe el nombre de franja de interferencia constructiva de orden cero. Tal franja, en la disposición geométrica de observador y manantial luminoso que les he descrito, se encuentra al pie de la perpendicular. La franja luminosa siguiente, correspondiente a la diferencia de fase de una longitud de onda completa, se designa $n = 1$ y se llama franja de interferencia constructiva de orden uno; esta franja es el anillo luminoso situado en el centro de la figura de interferencia.

En los ejemplos clásicos de interferencia, los índices numéricos de las franjas luminosas aumentan con la distancia al centro de la figura. El caso de la imagen interferencial creada en un espejo cubierto de polvo constituye una excepción, al menos en principio. Aquí, si pudieran observarse los anillos luminosos aún más separados del centro, el orden de éstos comenzaría a decrecer. El motivo de ese comportamiento estriba en que, cuando dos rayos regresan al observador desde un punto relativamente alejado de la perpendicular, habrán viajado distancias casi iguales y, por consiguiente, su diferencia de fase será menor que la de otra pareja de rayos que se dispersen en una partícula algo más próxima a la perpendicular. Es una pena que los anillos en los que se invierte el orden numérico no puedan observarse en los espejos ordinarios.

Además, la anchura de los anillos varía con su distancia al centro de la figura, haciéndose más estrechos al principio y ensanchándose después (demasiado lejos del centro para que normalmente se vea). La anchura del anillo perteneciente a un orden de interferencia determinado depende de varios factores. Así, un anillo es tanto mayor cuanto mayores son la longitud de onda y el índice de refracción del vidrio del espejo y menor el espesor de éste. La anchura depende asimismo de la relación entre la distancia de la fuente luminosa al espejo y la distancia del observador al espejo.

¿Por qué han de dispersarse en la misma partícula una pareja de rayos para que participen en la creación de una figura de interferencia? La respuesta es que el rayo procedente de una partícula puede interferir con el procedente de otra, pero esta interferencia no contribuye a formar una figura estruc-

*Figuras de Fraunhofer (**arriba**) y de Whewell y Quételet (**abajo**) con luz láser*

Figura de Fraunhofer con polvos de licopodio y luz blanca

turada. Efectivamente, la dispersión de la luz causada por una partícula produce un cambio en la fase de la luz que depende del tamaño y forma de la partícula; entonces, para dos rayos dispersados por la misma partícula, el cambio de fase es el mismo. Así pues, la diferencia de fase depende únicamente de las relaciones geométricas entre el manantial luminoso, el observador y la partícula.

El tipo de dispersión originada por una partícula en contacto con el espejo depende de su tamaño. Las mayores que 100 micrometros dispersan la luz por reflexión y por difracción a la vez. Las más pequeñas, como los polvos de licopodio, dispersan la luz mediante un proceso más complicado, en el que intervienen ondas superficiales. En la teoría de la dispersión de Mie se encuentran los fundamentos de la explicación pormenorizada de este tipo de dispersión. Ocurre en este caso que, si las partículas están muy apiñadas en el espejo, adquiere importancia la interferencia entre los rayos que se difractan en los espacios de separación entre partículas; no vamos a entrar aquí en tales complejidades.

Con luz blanca, los anillos aparecen coloreados; y así, cada orden de interferencia presenta una secuencia de colores que van del azul al rojo, ordenados hacia fuera desde el centro de la figura. Esta separación de los colores se debe a que la diferencia de fase entre cada par de rayos participantes en la interferencia depende de la longitud de onda.

Supongamos que una partícula ligeramente separada del centro de la figura produzca interferencia constructiva de luz azul en el anillo claro más interno ($n = 1$). Dos rayos que contribuyan a este anillo recorrerán sendos trayectos cuya diferencia equivaldrá a una longitud de onda completa de luz azul. Si pretendemos que, con luz roja (cuya longitud de onda es mayor), se tenga la misma diferencia de fase, los dos rayos deberán dispersarse en una partícula un poquito más alejada del centro, para que la diferencia entre los trayectos equivalga a una longitud de onda completa de luz roja. De aquí que el interior del anillo sea azul y su exterior rojo; entre ambos se ven colores intermedios.

La figura descrita es la interferencial del conjunto visible cuando observador y manantial luminoso se hallan en la misma perpendicular. Si el observador se desplaza, el centro de la figura se separa de la imagen directamente reflejada del manantial luminoso y se presenta claro u oscuro, según cuánto se desplace el observador. A la vez que el observador se mueve, del centro parecen surgir nuevos anillos; y los más estrechos, correspondientes a órdenes de interferencia más elevados, pueden verse cercanos a la imagen reflejada del manantial. El centro de la figura termina por separarse tanto que desaparece y, si el observador se desplaza lateralmente lo suficiente, toda la figura se oscurece y se desvanece.

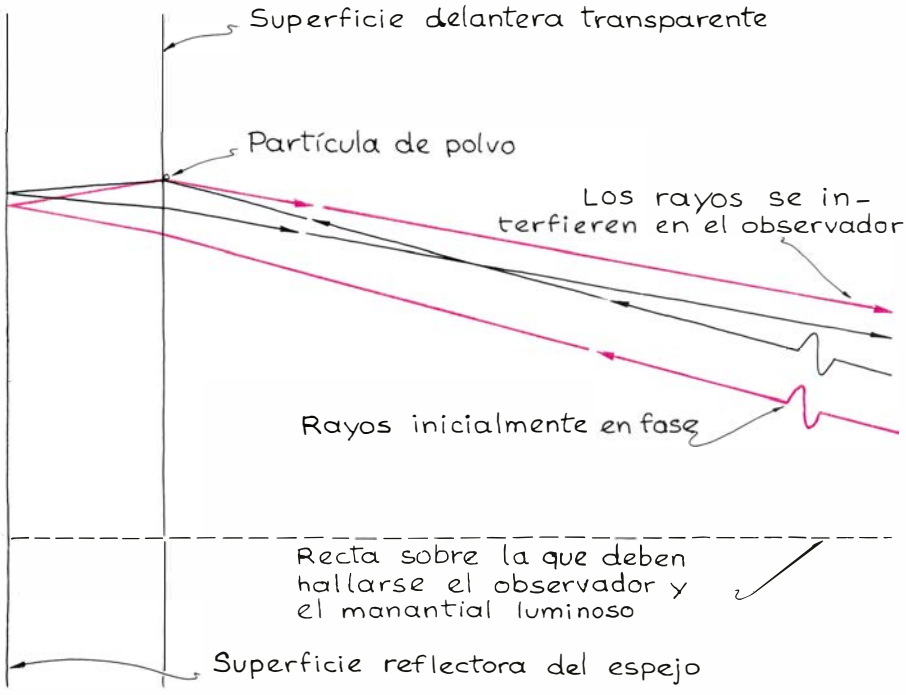
Para estudiar la estructura de las franjas de orden superior se empleó, de espejo, una lámina de mica delgada. Esta lámina, que se arranca de una placa más gruesa, se recubre por una de sus caras para hacerla reflectora. De ese modo puede verse una figura de interferencia, aun cuando el manantial luminoso y el observador estén muy desalineados.

La figura de interferencia también puede observarse en los espejos cuyo recubrimiento reflector lo tengan en la cara anterior. Para ello se empolva levemente una hoja de vidrio limpia y se coloca ante el espejo con su cara empolvada enfrentada a la superficie reflectora. Como separadores, entre el espejo y el vidrio se intercalan tiras de mica o papel. (Sin esta separación, toda pareja de rayos que producirían de suyo interferencia recorrerían la misma distancia, independientemente de la ubicación de la partícula de polvo en el vidrio, y no habría figura de interferencia.)

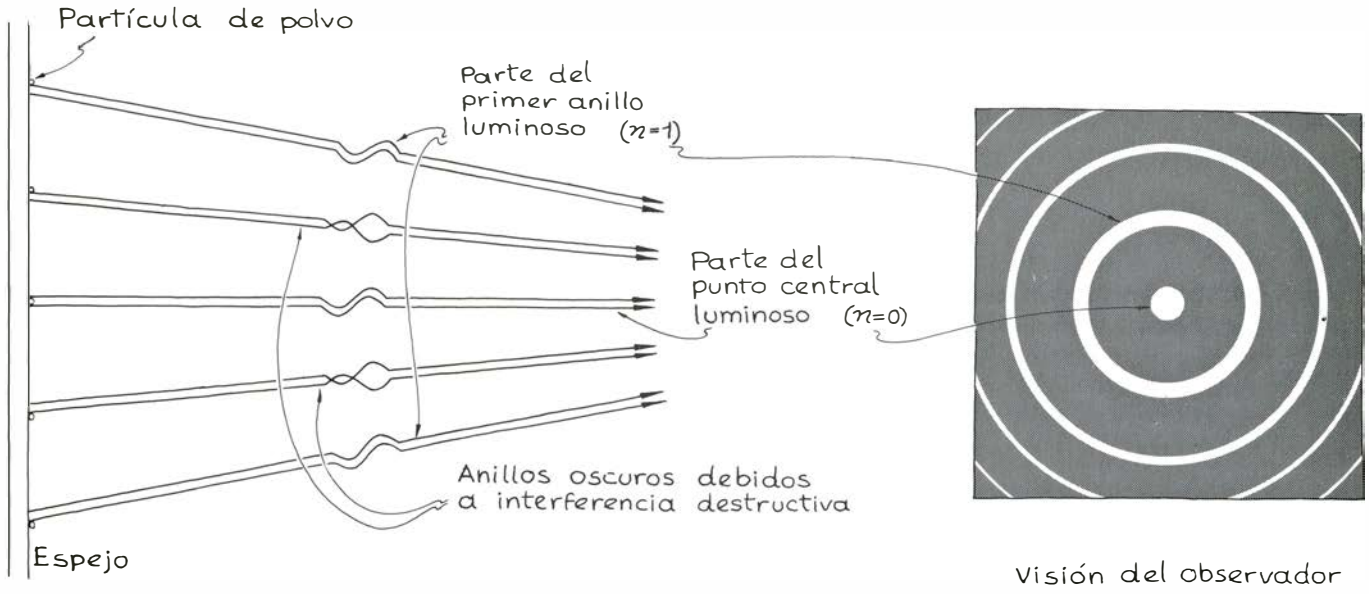
Por mi parte, para experimentar con estas interferencias, empleé una pequeña llama que sostuve entre un ojo y un espejo que mantenía empañado con mi aliento. El reverso del espejo me servía de superficie reflectora. Apagando las luces de la habitación pude ver tanto la figura de Fraunhofer como la de Whewell-Quételet, y observé que, a medida que me acercaba la llama al ojo, los anillos de la figura de Whewell-Quételet se hacían menos curvos y, con la llama junto al ojo, eran líneas casi rectas. Cuando un amigo sostuvo la llama detrás de mí (aunque situado de modo que no interceptara toda la luz con la cabeza), los anillos se curvaron.

Seguidamente, rocié el espejo con una leve capa de polvos de licopodio, agitándolo suavemente para conseguir una distribución lo más uniforme posible. (Si la capa es demasiado espesa, no se ve figura alguna.) Iluminé el espejo con una lámpara de incandescencia o una de sodio, colocadas a 10 metros de distancia para que se comportaran como manantiales puntuales. (También hubiera podido intercalar un orificio angosto entre un manantial más próximo al espejo y éste.) Los anillos de Fraunhofer se evidenciaron inmediatamente, pero me costó mucho más encontrar las franjas de Whewell-Quételet; tanto, que hube de poner la cabeza casi en la trayectoria del haz luminoso para lograr verlas. Un láser de helio-neon da los mismos resultados.

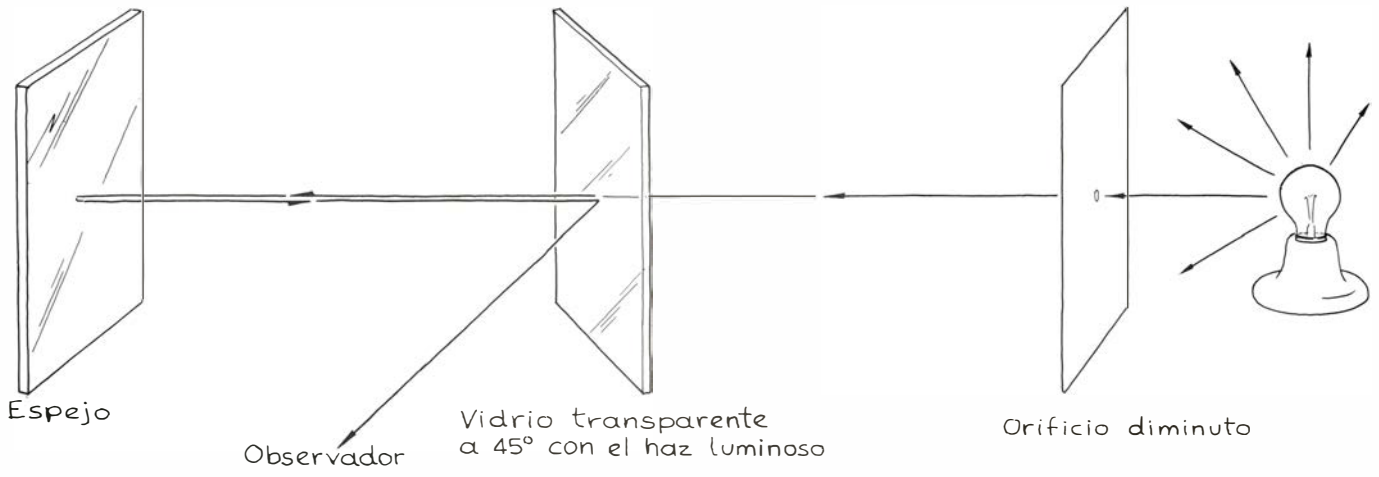
Para observar la figura de Whewell y Quételet más cómodamente coloqué una hoja de vidrio limpia en la trayectoria de la luz que se dirigía al espejo, dotándola del ángulo necesario para que proyectase un reflejo del espejo perpendicular al haz. Mirando al vidrio, me era posible ver en el espejo ambas figuras de interferencia. Cuando ajusté cuidadosamente los ángulos del espejo y del vidrio limpio, pude contemplar el



Dispersión de la luz por una partícula de polvo



Formación de una figura de Whewell y Quételet



Dispositivo para observar las figuras

espejo como si hubiera estado alineado con el manantial.

Hace 100 años, en Alemania, Eugen Lommel empleó por primera vez un dispositivo como el descrito para proyectar sobre una pantalla una imagen de la interferencia mediante una lente convexa. Este dispositivo sirve también para fotografiar la figura de interferencia. Basta con ajustar el objetivo de la cámara a una distancia focal grande, ya que, en principio, los rayos reflejados en el espejo convergen para dar una imagen real de la figura de Whewell-Quételet sólo a una distancia considerable del espejo. Con el objetivo en posición, la imagen se enfoca sobre la película.

Si usamos un láser como manantial luminoso, hay que andar con suma cautela con la luz reflejada en el espejo y en el espejo intercalado en el haz; ambos reflejos pueden ser suficientemente intensos para dañar la vista.

El otro fenómeno interferencial, que origina la figura de Fraunhofer, se debe a la difracción de la luz por las partículas de polvo depositadas sobre un espejo con el recubrimiento reflector en el reverso. Para explicarles lo que se observa les describiré primero una manifestación más sencilla de difracción por pequeñas partículas. Si, a través de una ventana empañada, miramos hacia un manantial luminoso pequeño, la imagen de éste aparece rodeada por anillos de interferencia concéntricos; se trata de anillos de Fraunhofer resultantes de la difracción de los rayos luminosos en las gotitas de agua de la ventana.

Cuando un haz de luz da con una partícula de pequeño tamaño, como una mota de polvo o una gotícula de agua, la luz se difracta alrededor del contorno de la partícula. Los rayos así difractados crean una imagen de interferencia al interceptarlos en una pantalla, tras separarse de la partícula. Si esta partícula presenta a la luz una sección aproximadamente circular, la figura de interferencia se hallará constituida de anillos luminosos concéntricos, que rodean a un punto central relativamente intenso, entremezclados con anillos relativamente oscuros.

Los anillos luminosos se deben a los rayos difractados en la partícula que se interfieren constructivamente; los oscuros se deben a interferencia destructiva. La clase de la interferencia depende de la geometría de los rayos, pues es la diferencia entre trayectos recorridos lo que produce la diferencia de fase entre aquéllos.

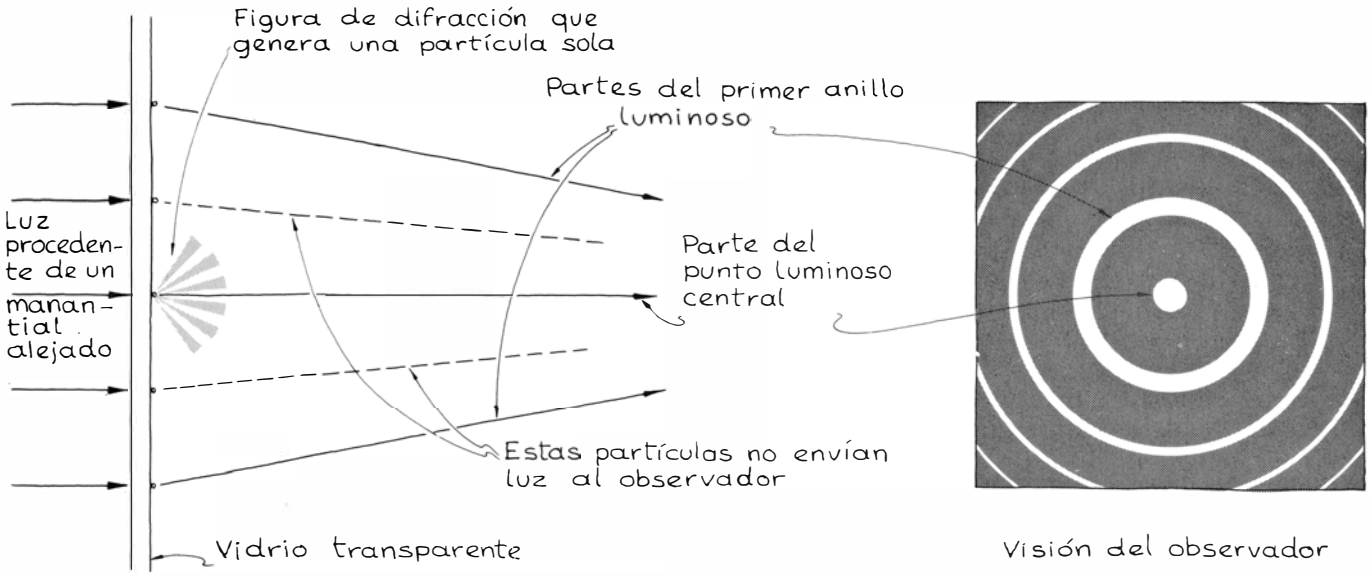
Al centro de la figura todos los rayos llegan en fase, pues todos han recorrido el mismo trayecto. Los rayos que llegan ligeramente separados del centro presentan unas diferencias en sus trayectos que dan por resultado una diferencia de fase de media longitud de onda; estos rayos se interfieren destructivamente.

Como dicha situación es la misma en todos los puntos de un círculo que rodee al punto central de la figura, en torno a éste aparecerá una banda oscura. El anillo siguiente es luminoso porque en él los rayos se interfieren constructivamente.

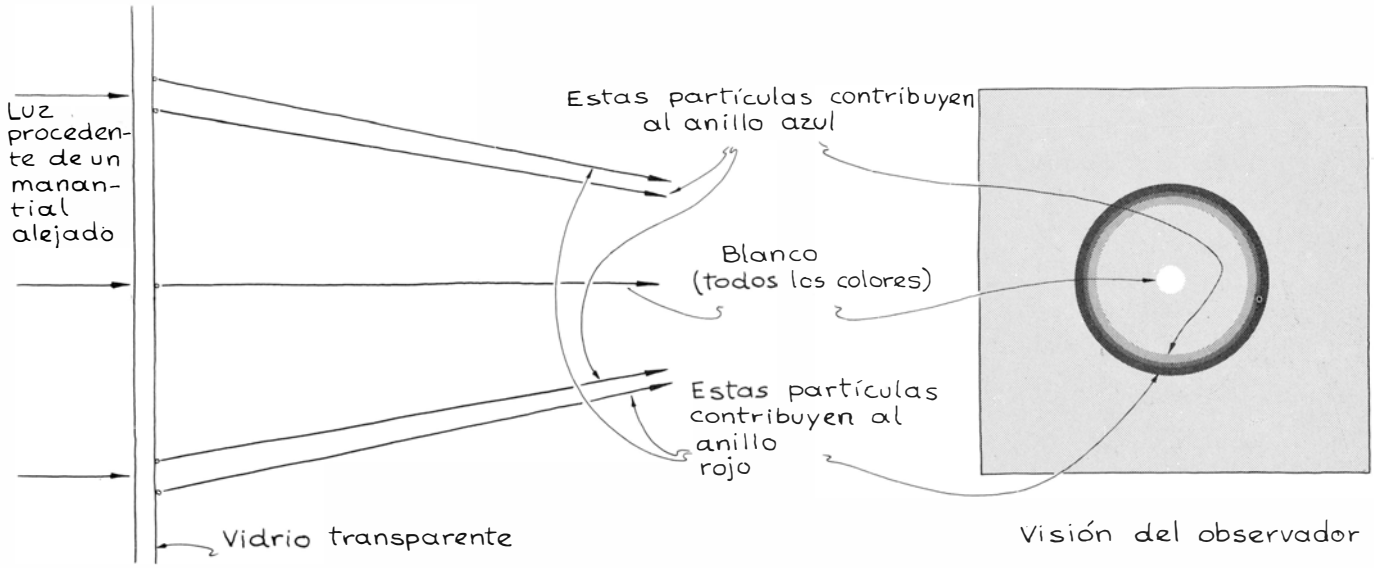
Descubriremos una figura similar si miramos a través de una hoja de vidrio empañada o cubierta de polvo, con tal que el manantial luminoso sea suficientemente pequeño, o esté alejado lo necesario para que ocupe un ángulo reducido en nuestro campo visual. No contemplaremos entonces la figura de difracción completa producida por cada partícula depositada en el vidrio, sino una figura compuesta por fragmentos de las figuras debidas a todas las partículas. Así, las partículas situadas en la recta que une el observador con el manantial luminoso envían los centros brillantes de sus figuras; las partículas ligeramente separadas de dicha recta envían una parte de su anillo oscuro más interno. Como resultado, vuelve a aparecer una figura de anillos alternativamente claros y oscuros. Además, las partículas no sólo difractan la luz para dar la figura de anillos de Fraunhofer, sino que también separan la luz blanca en sus colores componentes, por cuya razón los anillos se ven coloreados.

El anillo de Fraunhofer visible en torno de la luna o del sol se llama corona. (Término que no debe confundirse con la corona solar, que es la atmósfera luminosa que envuelve al Sol y que se hace visible durante los eclipses del planeta; tampoco debe confundirse con el halo, solar o lunar, que aparece como círculo en torno al astro, pero más separado de éste que la corona, y que se debe a la refracción, no a la difracción, de la luz en minúsculos cristales de hielo presentes en nubes de determinado tipo.) Las partículas responsables de este anillo son minúsculas gotas de agua o cristales de hielo que se encuentran en las nubes diáfanas situadas entre el observador y la luna o el sol.

Cuando la condensación me empaña las gafas o las ventanillas del automóvil se me ofrece la oportunidad de contemplar una corona similar. Entonces, las farolas lejanas y los faros de los automóviles aparecen rodeados de círculos de colores. A veces, también veo anillos de Fraunhofer cuando unos faros lejanos iluminan el espejo retrovisor de mi automóvil, que no es modelo de limpieza. (Hay otro tipo de corona que puede verse rodeando focos luminosos lejanos, pero que nada tiene que ver con la difracción de la que estoy tratando. Esa tenue "corona endo-óptica" se crea en



Generación de una figura de difracción por el polvo en contacto con un espejo



Separación de los colores en una figura de difracción

el ojo del observador.) En cierta ocasión presencié un caso notable de anillos de Fraunhofer cuando me encontraba a un metro de distancia de un espejo empañado que recibía una iluminación intensa, procedente de una ventana situada a unos cinco metros detrás de mí: superpuestas a cada uno de los ojos de mi imagen en el espejo se veía una figura de Fraunhofer.

En los espejos cubiertos de polvo, el hecho de que la corona de difracción sea visible se debe a que la figura difractada por las partículas de polvo se refleja en la superficie posterior del espejo. Entonces, cualquiera que sea el ángulo de vista del observador, la figura de anillos y colores rodea siempre la imagen reflejada del manantial luminoso. Esta inamovilidad constituye la clave fundamental para distinguir los anillos de Fraunhofer de los anillos de Whewell-Quételet, que rodean la imagen únicamente si el observador y el manantial luminoso se encuentran en la misma perpendicular al espejo.

La nitidez de los anillos de Fraunhofer guarda una estrecha correlación con el tamaño de las partículas. Cuanto menores son éstas, mayor es la anchura angular de la figura de difracción. Por otro lado, una gran diversidad en el tamaño de las partículas produce una figura imprecisa porque se superponen las diferentes difracciones.

Para conseguir anillos de Fraunhofer bien definidos me valgo de una hoja de vidrio limpia o de un espejo ligeramente recubierto de polvos de licopodio. Las partículas de éste son de tamaño bastante uniforme y, en consecuencia, las figuras de difracción que generan son aproximadamente todas de las mismas dimensiones. Cuando ilumino una hoja de vidrio o un espejo cubiertos con la condensación de mi aliento, o de una ducha caliente, se forman unos anillos de Fraunhofer menos definidos (a veces, apenas se ven). Evidentemente, las gotitas que intervienen en la interferencia son de tamaños más diversos, y puede que se repartan más tupidamente de lo que suelen hacerlo las partículas de polvo, por lo que puede haber efectos interferenciales añadidos que oculten la sencilla figura de difracción que les he descrito.

La fotografía de las figuras de difracción que se ve en la ilustración superior de la página 127 se obtuvo con la luz de un láser de helio-neon, cuyo haz se hizo reflejar en un espejo cubierto de polvos de licopodio. La reflexión primaria iba a parar a una pantalla situada detrás del láser. Rodeando la superficie más brillante del conjunto se ve la figura de Fraunhofer; en la parte inferior de la fotografía, casi a la sombra del láser, está el centro de los anillos de Whewell-Quételet.

¿Se reflejaba realmente la figura, que yo he llamado figura de Fraunhofer, en la superficie posterior de un espejo? Para responderme a esta pregunta raspé parte del recubrimiento reflector del reverso de un espejo. Luego, empolvé ligeramente su superficie frontal con polvos de licopodio y lo iluminé. Los anillos de Fraunhofer aparecieron tan intensos como de costumbre en todas partes, salvo encima de la superficie no reflectora, donde se mostraban bastante débiles. Allí aún se veía una pálida imagen de la figura porque el reverso de la superficie no reflectora seguía reflejando alrededor del dos por ciento de la luz.

Entonces, para eliminar toda reflexión en la superficie raspada, rocié la superficie trasera del espejo con pintura negra mate. Una vez que ésta se secó, volví a empolvar la superficie frontal del espejo; en la superficie raspada no apareció la figura.

He meditado acerca de la razón por la cual haya de ser pequeño, o estar alejado del espejo, el manantial luminoso necesario para crear las dos figuras de interferencia que se ven en los espejos cubiertos de polvo. Cuando sostuve un manantial de luz intenso y extenso, como una bombilla eléctrica, cerca de un espejo cubierto de polvo, no pude observar figura alguna. La explicación de ello reside en dos características de la luz: la separación angular de los rayos y la coherencia de la luz lanzada sobre las partículas de polvo. Para que una pareja de rayos luminosos originen una figura de interferencia deben ser coherentes y aproximadamente paralelos en cada partícula. Si son incoherentes, la diferencia entre sus fases cambia de un instante a otro y también varía la intensidad de la interferencia cuando llegan al observador. Si no son paralelos, la figura de interferencia queda oculta por el solapamiento de las numerosas figuras que cada partícula emite bajo ángulos ligeramente distintos.

Un observador sagaz señalaría que las figuras de Fraunhofer creadas por las gotitas difieren en dos aspectos de las creadas por los polvos de licopodio. En el primer caso, el punto central aparece rodeado por una superficie oscura y, en el segundo, por una superficie clara. Por otra parte, las formas de las figuras difieren cuando la visual del observador no es perpendicular a la superficie del espejo o de la hoja de vidrio. Un observador atento observaría, además, que presentan una estructura granulosa intrigante, sobre todo cerca de la zona más luminosa. Estos y otros enigmas deben esperar otra oportunidad.

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

ARMAS CON GUIA DE PRECISION

NEW TECHNOLOGY AND MILITARY POWER: GENERAL PURPOSE MILITARY FORCES FOR THE 1980s AND BEYOND. Seymour J. Deitchman. Westview Pres, 1979.

THE FY1981 DEPARTMENT OF DEFENSE PROGRAM FOR RESEARCH, DEVELOPMENT, AND ACQUISITION. Subsecretario de defensa para la investigación e ingeniería William J. Perry. Government Printing Office, 1980.

JANE'S WEAPON SYSTEMS 1980-81. Dirigido por Ronald T. Pretty. Franklin Watts Inc., 1980.

THE IMPACT OF NEW MILITARY TECHNOLOGY. Dirigido por Jonathan Alford. Gower Publishing, 1981.

LAS ESTRELLAS MAS RECIENTES DE ORION

INTERSTELLAR MOLECULES. Dirigido por B. H. Andrew. D. Reidel Publishing Company, 1980.

IINFRARED ASTRONOMY. Dirigido por C. G. Wynn-Williams y D. P. Cruikshank. D. Reidel Publishing Company, 1981.

OUTFLOW OF MATTER IN THE KL NEBULA: THE ROLE OF IRc2. D. Downes, R. Genzel, E. E. Becklin y C. G. Wynn-Williams en *The Astrophysical Journal*, vol. 244, n.º 3, 1.ª parte, págs. 869-883; 15 de marzo de 1981.

LA ENFERMEDAD HOLANDESA DEL OLMO

ATTRACTANT PHEROMONE OF THE EUROPEAN ELM BARK BEETLE (*SCOLYTUS MULTISTRIATUS*): ISOLATION, IDENTIFICATION, SYNTHESIS AND UTILIZATION STUDIES. G. N. Lanier, R. M. Silverstein y J. W. Peacock en *Perspectives in Forest Entomology*, dirigido por John F. Anderson y Harry K. Kaya. Academic Press, 1976.

SOME PHYTOTOXIC GLYCOPEPTIDES FROM *CERATOCYSTIS ULMI*, THE DUTCH ELM DISEASE PATHOGEN. Gary Strobel, Neal Van Alfen, Kenneth D. Hapner, Michael McNeil y Peter Albersheim en *Biochimica et Biophysica Acta*, vol. 538, n.º 1, págs. 60-75; 3 de enero de 1978.

PHEROMONE-BAITED TRAPS AND TRAP TREES IN THE INTEGRATED MANAGEMENT OF BARK BEETLES IN URBAN AREAS. G. N. Lanier en *Management of Insect Pests with Semiochemicals: Concepts and Practices*, dirigido por E. E. Mitchell. Plenum Press, en prensa.

EL RIBOSOMA

ESTUDIOS SOBRE LOS RIBOSOMAS MEDIANTE DISPERSIÓN DE NEUTRONES; Donald M. Engelman y Peter B. Moore en *Investigación y Ciencia*, diciembre, 1976.

RIBOSOME STRUCTURE AND tRNA BINDING SITES. James A. Lake en *Transfer RNA: Structure, Properties and Recognition*, dirigido por Paul R. Schimmel, Dieter Söll y John N. Abelson. Cold Spring Harbor Laboratory, 1979.

LA FORJA DE LOS METALES

FORGING MATERIALS AND PRACTICES. A. M. Sabroff, F. W. Boulger y H. J. Henning. Reinhold Book Corporation, 1968.

FORGING EQUIPMENT, MATERIALS, AND PRACTICES. Dirigido por Taylan Altan. Subvencionado por el Air Force Materials Laboratory. The Metals and Ceramics Information Center (Handbook No. MCIC-HB-03), Battelle Memorial Institute, Columbus Laboratories, Metalworking Division, 1973.

THE DEFORMATION OF METALS AT HIGH TEMPERATURES. Hugh J. McQueen y W. J. McGregor Tegart en *Scientific American*, vol. 232, n.º 4, págs. 116-125; abril, 1975.

LOS MONZONES

MONSOON METEOROLOGY. Número especial de *Pure and Applied Geophysics*, dirigido por T. N. Krishnamurthi, vol. 115, n.ºs 5 y 6, págs. 1087-1529; 1977.

THE SCIENCE AND WONDERS OF THE ATMOSPHERE. Stanley D. Gedzelman. John Wiley & Sons, Inc., 1980.

MONSOON DYNAMICS. Dirigido por Sir James Lighthill y R. Pearce. Cambridge University Press, 1981.

EL PROGRAMA DEL ALCOHOL EN BRASIL

ETANOL: COMBUSTÍVEL E MATÉRIA PRIMA. Stumpf, U. E. Semana da Tecnologia Industrial. Ministerio da Industria e Comércio, Secretaria da Tecnologia Industrial. Rio de Janeiro, 1976.

ALCOHOL FROM PLANT PRODUCTS. A BRAZILIAN ALTERNATIVE TO THE ENERGY SHORTAGE. Goldemberg, J. y Moreira, J. R. Preimpresión IFUSP/P-126, Instituto de Física da Universidade de São Paulo. São Paulo, Brasil.

ENERGY BALANCE FOR THE PRODUCTION OF ETHYL AND METHYL ALCOHOL. Moreira, J. R., Vanin, V. R. y Goldemberg, J. Workshop on Fermentation Alcohol for Use as Fuel and Chemical Feedstock in Developing Countries, Viena, 26-30 de marzo de 1979. Preimpresión IFUSP/P-165, Instituto de Física da Universidade de São Paulo; 1979.

SADI CARNOT

A SHORT HISTORY OF THE STEAM ENGINE. Henry W. Dickinson. Cambridge University Press, 1963.

FROM WATT TO CLAUSIUS: THE RISE OF THERMODYNAMICS IN THE EARLY INDUSTRIAL AGE. D. S. L. Cardwell. Cornell University Press, 1971.

REFLECTIONS ON THE MOTIVE POWER OF FIRE. Sadi Carnot. Peter Smith, 1977.

RÉFLEXIONS SUR LA PUISSANCE MOTRICE DU FEU. Sadi Carnot. Librairie Philosophique J. Vrin, 1978.

JUEGOS MATEMATICOS

GALILEO'S DISCOVERY OF THE PARABOLIC TRAJECTORY. Stillman Drake y James MacLachlan en *Scientific American*, vol. 232, n.º 3, págs. 102-110; 1975.

DO SIMILAR FIGURES ALWAYS HAVE THE SAME SHAPE? Paul G. Kumpel, Jr., en *Mathematics Teacher*, vol. 68, n.º 8, págs. 626-628; diciembre, 1975.

TALLER Y LABORATORIO

INTERFERENCE IN SCATTERED LIGHT. A. J. de Witte en *American Journal of Physics*, vol. 35, n.º 4, págs. 301-313; abril, 1967.

THE CORONA. R. A. R. Tricker en *Introduction to Meteorological Optics*. American Elsevier Publishing Company, Inc., 1970.

THE CORONA. Robert Greenler en *Rainbows, Halos, and Glories*. Cambridge University Press, 1980.

Taller y laboratorio

Mecánica de fluidos en rollos de miel y jarabe

Jearl Walker

Cuando se vierte miel, de modo que caiga formando un chorro fino sobre un pequeño charco de la misma miel, casi siempre se observa que el fluido forma un rollo sobre la superficie del charco. Entre otros fluidos viscosos que se comportan así, se encuentran los jarabes, la cola de pegar, los aceites y el chocolate líquido. Otra posibilidad es que el fluido, en vez de arrollarse, se pliegue en vaivén sobre sí mismo a la manera de una cinta, o que se repliegue en espiral de cualquier otra forma.

El primer estudio de estos fenómenos lo realizó, a finales de los años cincuenta, George Barnes, actualmente la Universidad de Nevada en Reno, junto con dos de sus alumnos, James MacKenzie y Richard Woodcock. En sus investigaciones emplearon un aceite espeso (aceite para transmisiones n.º 140) que vertían sobre un plato. Cuando la sección recta del chorro era circular, el chorro formaba un rollo al llegar al charco; si el chorro era más bien aplanado, al haber sido vertido por encima de un borde, semejaba una cinta que estuviera plegándose. Y cuando el chorro caía sobre una superficie inclinada, formaba un número ocho o un dibujo parecido a un pétalo.

La frecuencia de arrollamiento dependía de la altura de caída: más seguido cuanto mayor era el salto. Para grandes distancias, esta relación resultó ser lineal, pero más complicada para distancias menores. La observación del rollo exigía un salto de altura mínima, pues, si era inferior a ésta, el fluido penetraba en el charco sin arrollarse. Si la altura de caída superaba ese mínimo, el chorro llegaba a la superficie a una celeridad superior a la que el charco podía absorberlo y, así, comenzaba a formar un rollo.

Cuando el chorro caía desde muy alto, el arrollamiento generaba un cono que se elevaba levemente por encima de la superficie del charco. Los chorros que se arrollaban deprisa solían producir conos de cierta altura, aunque ésta nunca superó el centímetro. En la cima de tales conos se formaba una cavidad mientras el chorro se arrollaba en ella.

Barnes observó que las partículas de un chorro no describían hélices en torno al eje geométrico del chorro, sino que estaban confinadas cada una en un plano vertical. Al acercarse una partícula a la zona de arrollamiento, se desplazaba lateralmente separándose del eje, antes de proseguir hacia la superficie del charco. Introduciendo partículas de aluminio en el chorro, Barnes intentó seguir el movimiento de determinadas partículas del fluido, pero se movían demasiado rápidas para observarlas.

Recurrió entonces a un estroboscopio, cuya luz dirigió sobre el chorro. Una vez igualada la frecuencia de los destellos a la de arrollamiento del chorro, cada destello iluminaba el chorro en la misma posición de arrollamiento, con lo que el rollo parecía inmóvil. Cuando la frecuencia del estroboscopio se desacompasaba un poco con respecto a la de arrollamiento, el rollo parecía girar lentamente. Con este refrenamiento aparente, Barnes consiguió observar un rollo que giraba a gran rapidez.

Las investigaciones siguientes acerca del arrollamiento de los líquidos las llevó a cabo Geoffrey Ingram Taylor, uno de los primeros investigadores de dinámica de fluidos de este siglo. Atribuyó el arrollamiento a la compresión mecánica que sufre el chorro viscoso cuando éste se acerca a un charco del fluido a una velocidad moderadamente elevada. A causa de la aceleración gravitatoria, la velocidad del chorro aumenta durante la caída; además, el chorro se estrecha. Estos dos efectos aparecen en la explicación del arrollamiento dada por Barnes.

Para comprender la razón del estrechamiento, comparemos las celeridades del fluido cuando atraviesa dos rebanadas transversales del chorro, una cercana al pie y otra cercana al inicio. El volumen de fluido que atraviesa por segundo cada rebanada debe ser el mismo, aunque en la rebanada inferior la velocidad será mayor que en la superior. Entonces, como el volumen que atraviesa por segundo cada rebanada debe ser el mismo y, además, en la rebanada inferior la velocidad es mayor, el diámetro de la rebanada inferior habrá de ser menor.

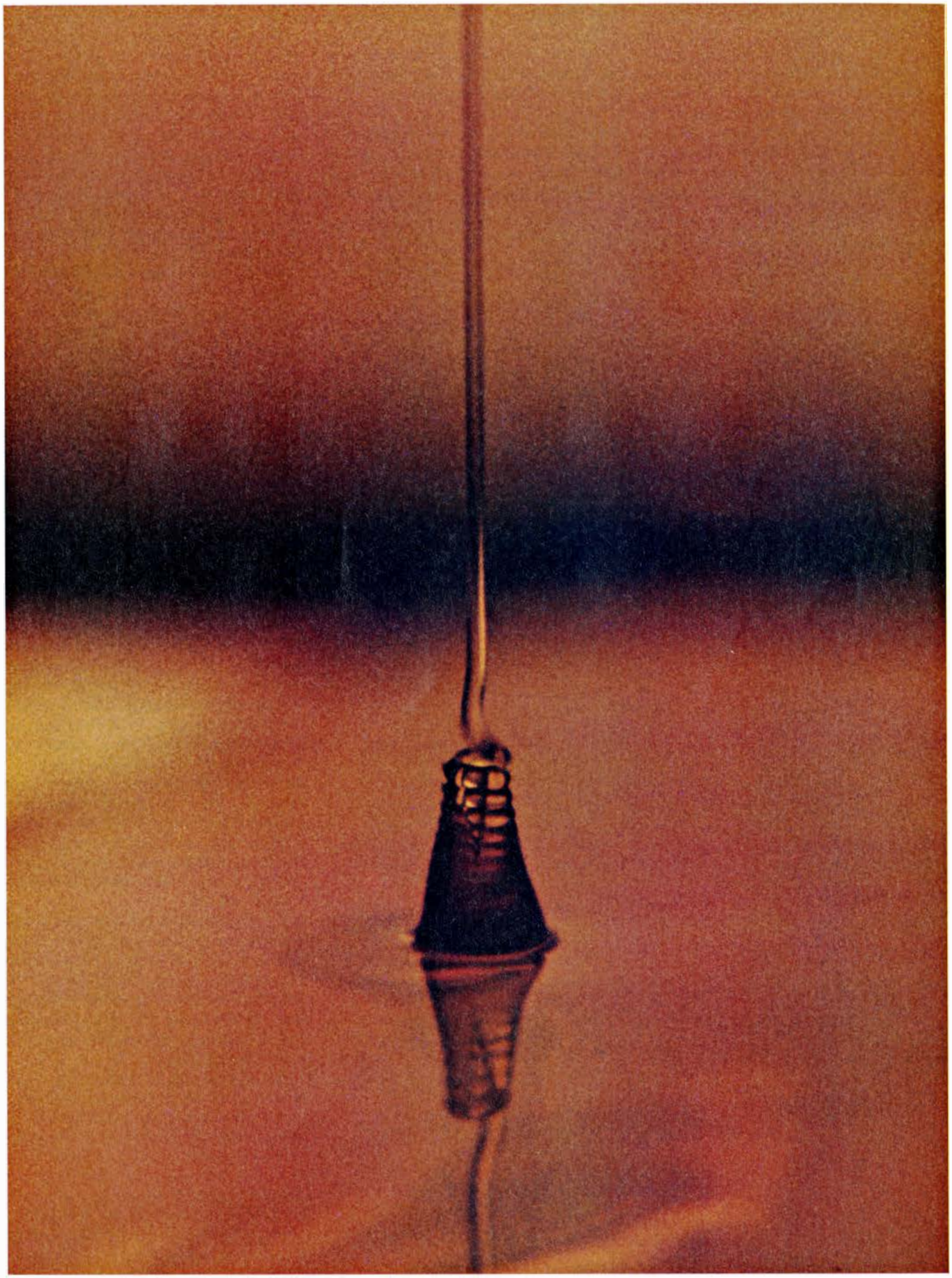
Si el chorro se mueve más deprisa de lo que permite la entrada de fluido en el charco, el chorro comenzará a aminorar su velocidad y a ensancharse un poco antes del charco. Así, todas las partículas que atraviesen la sección más estrecha del chorro deberán reducir su velocidad. De esta deceleración será responsable una compresión actuante en la zona del chorro situada inmediatamente debajo de la sección más estrecha. La compresión es la fuerza por unidad de superficie de la sección transversal del chorro; es mayor en la sección más estrecha porque ésta posee una superficie menor. Entonces, si el chorro es suficientemente estrecho, la compresión hará que pandee hacia un lado.

El chorro desviado pandeará todavía más en una dirección tal que se iniciará un movimiento circular en torno al eje central del chorro y comenzará el arrollamiento. Irá luego penetrando nuevo fluido en la zona de pandeo, en espera de que le llegue su turno de entrar en el charco, y el chorro describirá círculos alrededor de su eje.

La frecuencia de arrollamiento depende de lo estrecho del chorro. Los chorros estrechos pandean lateralmente sólo un poco, por cuya razón los radios de los rollos correspondientes son pequeños. Por otra parte, como la celeridad de las partículas de los chorros finos es relativamente alta, el fluido se arrollará en torno al eje a gran frecuencia.

En los chorros cuya zona estrecha es algo más dilatada, aumenta el pandeo lateral, generándose rollos de radios mayores. Que decaiga la frecuencia de arrollamiento obedece a que remite la celeridad de las partículas de fluido con un chorro más ancho. El grosor de la porción más estrecha del chorro depende del grosor del chorro cuando éste abandona el recipiente y de la altura de caída. Con otras palabras, si nos ocupamos de chorros que salgan por un orificio de tamaño fijo, sólo importará la altura.

Supongamos que, al principio, el recipiente se encuentra inmediatamente



Rollo formado por la caída de un chorro de jarabe de maíz sobre una superficie del mismo fluido

sobre el charco, y luego lo vamos elevando. Inicialmente, la altura de caída será muy corta para que se produzca arrollamiento. Cuando éste comience a formarse, el chorro será todavía bastante ancho, incluso en su zona más angosta; los rollos tendrán un radio grande y la frecuencia de arrollamiento será baja. A medida que se eleve el recipiente, se estrechará la sección más delgada del chorro, disminuirá el radio de los rollos y aumentará la frecuencia de arrollamiento. Finalmente, la altura llegará a ser tal que el chorro se separará en gotas.

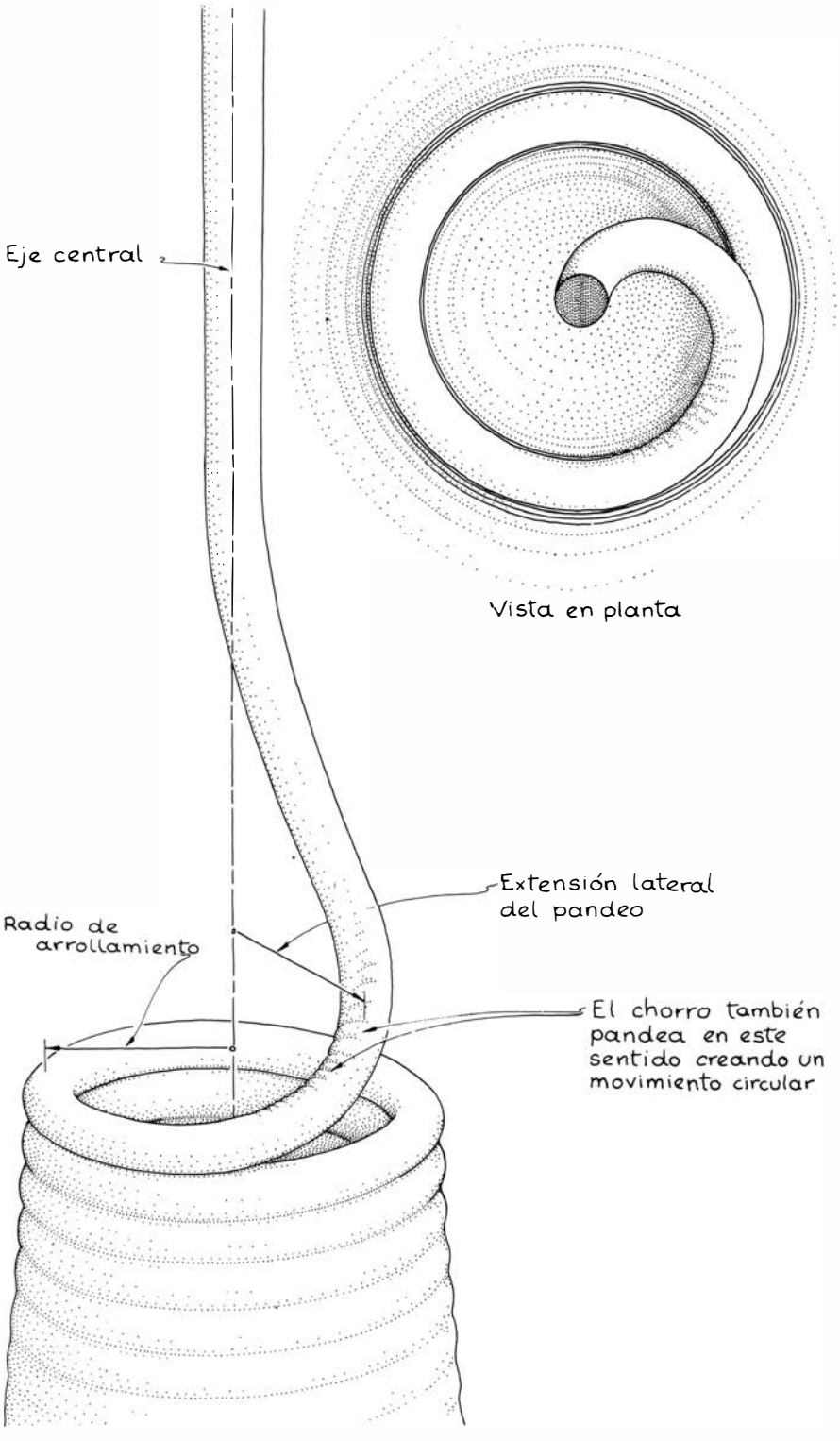
Para sus investigaciones, Taylor empleó sobre todo chorros de glicerina. Cuando ésta caía a través del aire, su aceleración era la aceleración de la gravedad, o sea, *g*. Para conseguir otras aceleraciones Taylor vertía chorros en el seno de fluidos menos viscosos. Con ello, la aceleración era inferior a *g*, pues el fluido circundante introducía un empuje ascendente. Calculaba la aceleración resultante comparando la densidad específica del chorro con la del fluido circundante. (Como la densidad específica de la glicerina es 1,255 y la del agua pura es 1, la diferencia de 0,255 nos dice que la aceleración de un chorro de glicerina que caiga en el seno de agua pura será 0,255 *g*.)

En tales condiciones, la velocidad del chorro no aumentará con la rapidez que lo hace en el aire. Pensemos en un experimento imaginario diseñado para comparar el arrollamiento en ambos casos. La glicerina se vierte a través del mismo orificio y desde la misma altura. Cuando caiga a través de aire, se arrollará a una cierta frecuencia; cuando lo haga a través de agua, la frecuencia de arrollamiento será menor porque, inmediatamente encima del charco de glicerina, el chorro se mueve de un modo más lento que en el aire.

Otra cosa que hizo Taylor fue lanzar un chorro de glicerina por entre dos capas de fluido, ambos menos densos que la glicerina. Al pasar de la primera capa a la segunda, el chorro se arrollaba. Ello se debía a que la densidad específica de la primera era menor, como lo mostraba el hecho de que flotara sobre la segunda. Efectivamente, en la primera capa la aceleración del chorro era mayor que en la segunda y, si la variación de la aceleración en el límite de separación alcanzaba unos valores bastante altos, el chorro sufría una compresión al traspasar el límite. En el caso de que el chorro en ese punto resultara suficientemente delgado, pandeaba y se arrollaba cuando atravesaba la capa inferior.

En el momento en que un chorro comienza a arrollarse, su velocidad de descenso varía. El cociente entre ambas velocidades depende de los diámetros del chorro y del rollo; este cociente es igual al diámetro del chorro dividido por el producto del número pi por el diámetro del rollo.

Al disponerme a estudiar, por mí mismo, el arrollamiento de líquidos viscosos, me procuré un acuario, en cuyo interior coloqué un soporte de laboratorio que sujetaba un vaso de papel. Bajo éste puse una pequeña plataforma de plástico, sobre la que caía un chorro de líquido procedente de un orificio practicado en el fondo del vaso. Con la plataforma conseguía que, al fotografiar los chorros mientras fueran arrollándose, los rollos tuvieran siempre la misma altura, ya que el fluido se escu-



Lugares de interés en un chorro arrollado

rría constantemente hacia el exterior de la plataforma.

Abrí el orificio del vaso con la punta de un lápiz. Luego procuré que la parte del orificio interior al vaso quedase bien igualada, de modo que no hubieran orejetas de papel que alterasen el paso del fluido. El diámetro del orificio era de unos cuatro milímetros. El vaso, que ajusté ceñidamente en un anillo afianzado al soporte mediante abrazaderas, podía elevarlo o descenderlo manipulando en las abrazaderas.

Comencé mis ensayos con jarabe de maíz negro (fructosa). El chorro de ésta cayó atravesando el aire sobre el charco poco profundo de jarabe que había ya en la plataforma. La altura de caída era la distancia entre la plataforma y la superficie superior de la fructosa contenida en el vaso. (Efectivamente, a causa de la presión que ejerce un fluido sobre el fondo del recipiente que lo contiene, las partículas de jarabe llevaban, al pasar por el orificio, la misma velocidad que hubieran tenido al caer libremente desde una altura igual a la del fluido dentro del vaso.)

Cuando la altura de caída estaba comprendida entre siete y trece centímetros, el chorro se enrollaba al incidir sobre el charco. Para alturas inferiores no se formaba rollo. Para una altura mayor, la fructosa salía del vaso a borbotones, que insinuaban un arrollamiento, o se enroscaban de manera complicada, aunque no se observaba rollo continuo ni cono.

Aumentando bastante la altura de caída, el chorro se estrechó muchísimo inmediatamente antes de la plataforma, y formó en seguida un cono que sobresalía alrededor de un centímetro por encima de la misma. En el vértice del cono, el chorro se arrollaba tan rápidamente que no podía seguirlo con la vista. El sentido de arrollamiento podía ser cualquiera, pero una vez iniciado no se invertía.

Cuando acorté la altura de caída, el chorro adquirió cierto grosor inmediatamente antes de la plataforma; no se generó ningún cono y la frecuencia de arrollamiento se hizo lenta. De la altura de caída dependía también la extensión en horizontal del arrollamiento, de modo que, para una caída larga, el chorro se extendía hacia los lados sólo unos pocos milímetros y, para una caída corta, se extendía hasta un centímetro aproximadamente.

Repetí los ensayos con el acuario parcialmente lleno de agua del grifo. Así, el jarabe de maíz caía primero a través de aire y luego de agua. La caída, relativamente alta, condicionaba un arrollamiento bastante rápido, aunque

Diferencias entre los arrollamientos de un chorro grueso y uno fino

menos que cuando el fluido atravesaba sólo aire desde la misma altura. En el charco de fructosa, el cono quedaba considerablemente menos definido porque el arrollamiento era más errático.

Disolviendo sal en ella aumenté la densidad específica del agua. La aceleración del chorro sería entonces inferior a la que tendría en agua del grifo. Tras dejar reposando el agua salada durante un buen rato repetí los experimentos, con el resultado de que la frecuencia de arrollamiento era inferior que en agua del grifo y de que, como antes, la formación del cono no quedaba bien definida.

Iluminando intensamente por detrás la zona de impacto, pude observar la circulación de agua salada generada por el arrollamiento. De éste emanaban vórtices que arremolinaban el agua, separándola del cono, para luego ascender y retornar hacia el chorro de jarabe descendente.

Cuando mediaba una distancia considerable entre el vaso y la superficie del agua, la fructosa caía a ráfagas desde el vaso. El extremo inferior de cada ráfaga era una gota gruesa de fluido, seguida de un chorro más delgado que acababa desgajándose del orificio. Al entrar en el agua, el chorro formaba figuras muy complicadas. Las gota chocaba primero con el fondo y enviaba una sacudida a través del chorro; éste se alargaba, retorcía y giraba, e incluso a veces rebotaba en el charco de jarabe; poco después, remitía la velocidad del chorro y se fusionaba con el charco.

En otro tipo de ensayo, vertí una capa de aceite para transmisiones sobre agua salada. Derramé el jarabe de maíz en el acuario, atravesando en su caída el aire y luego el aceite, del que arrastró consigo parte. Al descender por el agua, el chorro presentaba un diámetro mucho mayor, inducido por el aceite que se le había adherido y, al llegar al fondo, se arrollaba con parsimonia.

El aceite para transmisiones es menos denso que el agua salada. De ahí que la aceleración descendente del chorro fuera menor que cuando el extracto de maíz caía sólo a través de agua. En ciertos instantes, la aceleración parecía ser nula e incluso negativa (ascendente). Siempre que en el chorro quedaban atrapadas burbujas de aire me era posible seguir el movimiento de las distintas porciones del fluido. Generalmente, las burbujas se movían hacia abajo, pero a veces dos zonas del chorro contiguas cursaban en sentidos contrarios y hubo alguna ocasión en que el chorro cesaba de arrollarse y se rompía; tras lo cual, su extremo inferior se elevaba para retornar a la capa de aceite para transmisiones.

¿Por qué no crear un rollo de fluido invertido? Llené el acuario con agua del grifo, sumergí una botella de plástico estrujable llena de un lubricante para motores muy viscoso. Como éste era menos denso que el agua, se elevaba cuando lo hacía salir al estrujar la botella. Supuse que, cuando se hubiese formado una capa de lubricante sobre el agua, el chorro ascendente del mismo se arrollaría al llegar a ella. En este caso, la fuerza impulsora sería el empuje de Arquímedes actuante sobre el chorro. Pero no hubo arrollamiento, o apenas se insinuó, debido, me imagino, a que el chorro ascendente ganaba velocidad con demasiada lentitud, y así, al llegar a la capa, su velocidad era aún suficientemente reducida para que se fusionara con la capa sin la compresión que necesita el efecto de pandeo. Pudiera ser que, si el depósito de agua hubiera sido más profundo y el chorro hubiera llegado a la capa de lubricante con mayor velocidad, mi intención de crear un arrollamiento invertido se habría cumplido.

Cuando de la botella estrujable salía una gota de lubricante, ésta se elevaba hasta la capa y allí permanecía durante unos 10 segundos. El retraso obedecía a que, una vez que la gota llegaba a la capa, entre ambas quedaba una película de agua, que debía expulsarse antes de que la gota pudiera fusionarse con la capa de lubricante. Las viscosidades del lubricante contenido en la superficie de la gota y del lubricante de la capa obstaculizaban el movimiento del agua, pero ésta acababa escapando y la gota desaparecía en la capa de lubricante.

Pero sí conseguí el arrollamiento invertido con pegamento. Sumergí un pequeño envase con pegamento e hice que fluyera un chorro fino hacia la superficie del agua; entonces, tan pronto como en la superficie del agua se formaba una pequeña zona de pegamento, el chorro ascendente de éste comenzaba a arrollarse. Ajustando la profundidad del envase, podía regular la frecuencia de arrollamiento. (Por cierto, que ese ensayo resultó una auténtica porquería, pues uno acaba con toda la mano y el brazo untados de pegamento.)

Seguí ensayando nuevos experimentos. En otro caso hice que un chorro de jarabe de maíz cayera atravesando una capa de amoniaco diluido (azulete con detergente para ventanas) y luego una capa de glicerina. Estos líquidos los puse en una cubeta grande. (Me estaba resultando demasiado caro tener que llenar el acuario.) Ajustando la altura correctamente, se veía cómo un chorro fino de fructosa se deshacía en grandes rollos, muy bellos, cuando entraba en la glicerina. Estos no eran tersos, ni paralelos los planos de los rollos sucesivos.

Durante varios días dejé aquel ensayo en el mismo sitio. A mi retorno, en la cubeta se distinguían claramente cuatro capas diferentes. Encima de todo se encontraba el líquido azul (del que se había evaporado el amoniaco). Venía luego una capa gris, debajo otra capa de glicerina bastante clara y, por último, una capa de glicerina con una sombra de glucosa (o quizá teñida por el azúcar). Repetí mi primer ensayo y decidí entonces introducir el vaso de papel con el jarabe de maíz hasta la capa superior de líquido teñido. Al penetrar en la glicerina, disminuyó la frecuencia del arrollamiento del chorro porque había adquirido para entonces un grosor mayor.

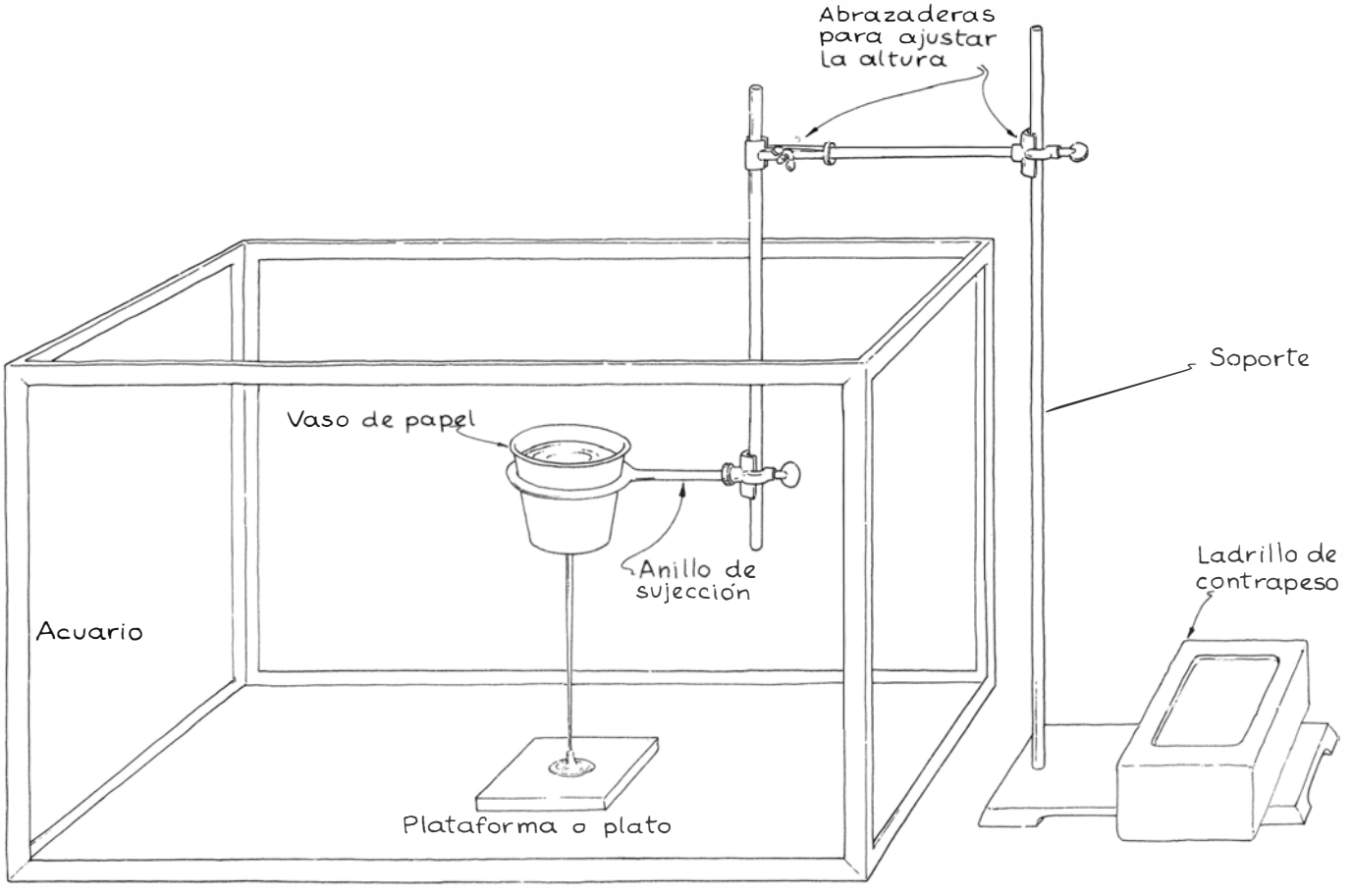
Cuando introduje aún más el vaso dentro del fluido, la presión del fluido contenido en la cubeta impidió que del vaso saliera fructosa. Volví a elevar el vaso sobre el fluido. Mientras estuvo parcialmente sumergido, había entrado algo del fluido azul, disminuyendo la viscosidad del jarabe. Entonces, el chorro se arrollaba dos veces, una encima de la capa azul y, de nuevo, al penetrar en la zona de glicerina transparente. El primer arrollamiento era rápido y producía un pequeño cono; el segundo, mucho más lento, no formaba cono.

La mayoría de los fluidos que utilicé en mis investigaciones pertenecen al tipo conocido como newtonianos, cuya viscosidad sólo puede alterarse variando su temperatura. Si ésta aumenta, la viscosidad disminuye. Para observar el efecto de la temperatura calenté jarabe de maíz y lo dejé caer en el aire. Al ser menor la viscosidad, el chorro se fusionaba más rápidamente con el charco. Al ser menor la compresión, el chorro pandeaba menos. Tras varios intentos, la fructosa estaba tan caliente y su viscosidad tan baja que el chorro no pandeaba nada y desapareció el arrollamiento.

La babaza y la masilla son dos productos para juegos que se hacen de fluidos, cuya elevada viscosidad induce a muchos a considerarlos sólidos. Para observar si un chorro de masilla se arrolla, formé un rollo fino de ese material y dispuse parte del mismo colgando por el borde de una mesa baja. El cabo que colgaba descendió lentamente hacia el suelo; cuando el extremo inferior tocó el suelo, el chorro comenzó a enrollarse en unos bucles amplios y atractivos. Introduje luego un poco de babaza en un vaso de papel de la forma acostumbrada para crear un chorro descendente; la babaza surgió por el orificio del vaso para descender después hasta el tablero de una mesa, donde, a su vez, comenzó a arrollarse.

Estos dos fluidos son del tipo llamado no newtoniano; aquí, la viscosidad no sólo depende de la temperatura, sino también de su tensión interna. La viscosidad de la babaza y de la masilla crece cuando se comprimen, pero las compresiones que se desarrollaron en los flujos graduales que creé no es probable que acrecentaran demasiado la viscosidad. El efecto de la compresión sobre un fluido no newtoniano es más evidente en una mezcla de fécula (almidón de maíz) y agua. Cuando se añade fécula al agua en cantidad suficiente para conseguir un fluido algo espeso, éste se comporta de un modo sensiblemente no newtoniano. (En enero de 1979 traté aquí de la extraña conducta de esa mezcla.)

Para experimentar con ella, preparé una mezcla espesa de fécula y agua y la vertí en el vaso de papel, al objeto de crear un chorro delgado que descendiese sobre una cubeta. Ajustando convenientemente la altura de caída, el chorro llegaba al líquido de la cubeta con una celeridad que le impedía fusionarse con él. En la parte inferior del chorro, la compresión aumentaba la viscosidad, haciéndola superior a la existente en la zona más alta; el chorro se fusionaba más lentamente que un fluido newtoniano comparable. El chorro no se arrollaba circularmente, sino que oscilaba de

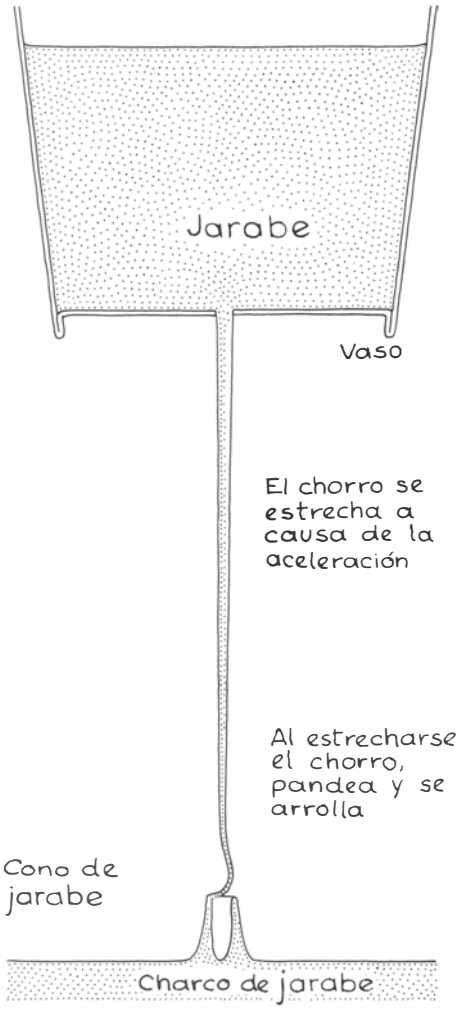


Montaje para observar chorros de fluidos viscosos

un lado a otro y, de vez en cuando, el plano de oscilación variaba de orientación.

Desconozco qué determina la orientación de ese plano, ni puedo explicar por qué no se generan rollos circulares. Me atrevo a aventurar que la compresión hace que el chorro pandee lateralmente, además de incrementar la viscosidad en exceso como para que la mezcla pandee de modo que describa una trayectoria circular en torno al eje central; entonces, la única posibilidad es que oscile en vaivén como una cinta que se pliegue.

En una cubeta puse una mezcla espesa de fécula y agua, seguida de una capa de aceite de maíz de un centímetro de profundidad, aproximadamente. Del vaso de papel caía un chorro de glucosa que, al entrar en el aceite, se separaba en forma de bellos rollos. Estos chorros, empero, no descendían en línea recta, sino que la sucesión de ellos se arrollaba, a su vez, al aproximarse a la fécula. Los rollos pequeños los originaba el paso del chorro desde el aire hasta el aceite; el arrollamiento de éstos probablemente se debiera al impacto que sufrían en la capa de fécula.



Pandeo de un chorro viscoso

Los resultados que obtuve con catsup, otro fluido no newtoniano, presentaban motivos para la sorpresa. El chorro de salsa sólo se arrollaba si la altura estaba comprendida entre dos y cinco centímetros y el arrollamiento creaba una gran elevación que se fundía lentamente con el charco. Cabía esperar que, aumentando la altura del vaso, se acelerara la velocidad de arrollamiento y que, luego, apareciese un chorro que se desintegrase antes de llegar al charco. Pero, en vez de ello, me encontré con que el arrollamiento era sustituido por un cráter en la cima de la elevación; además, el chorro seguía siendo continuo.

El catsup es un tipo de fluido no newtoniano cuya viscosidad decrece cuando se le comprime. Si el chorro caía desde bastante altura, su velocidad era elevada en la proximidad del charco; entonces, la compresión producida por el choque disminuía manifiestamente la viscosidad de la salsa en la porción inferior del chorro y en la protuberancia circundante, con el resultado de que el chorro era capaz de excavar un cráter. Ahora bien, en cuanto la salsa fluía separándose del lugar del impacto, su viscosidad aumentaba y la corriente aminoraba de velocidad, manteniéndose la elevación circundante.

También estudié de qué modo un charco, no quieto, podía afectar el arrollamiento de un fluido viscoso. Imaginé que, si el charco giraba, se alteraría el arrollamiento del chorro. Así pues, monté una bandeja de pastelería sobre un giradiscos barato, asegurándola con cinta al plato giratorio; coloqué luego un vaso de papel por encima del plato giratorio. Cuando el jarabe procedente del vaso comenzó a fluir sobre la bandeja, puse en marcha el giradiscos. Tras algunos intentos, conseguí que la bandeja girase en sentido contrario al de arrollamiento del jarabe. Dado que el control que podía ejercer sobre la velocidad del plato era escaso, la frecuencia de arrollamiento la hacía variar ajustando la altura del vaso. Al igualarse dicha frecuencia a la de rotación de la bandeja, cesó el arrollamiento. El chorro seguía pandeando inmediatamente antes del charco de jarabe, pero su forma permanecía constante. Este resultado pone de manifiesto lo señalado por Barnes en el sentido de que las partículas no describen hélices en torno al eje geométrico del chorro.

Entre otros muchos casos de arrollamiento y plegamiento de chorros viscosos, probablemente el más interesante se dé en la preparación de espuma de huevo para repostería. La espuma de huevo se prepara a partir de una mezcla de yemas y azúcar, que se bate al objeto de aligerarla con burbujas de aire. El azúcar absorbe agua de las yemas, haciendo que la mezcla sea como un jarabe y aumente su viscosidad. Si la mezcla no se bate lo suficiente, las yemas no se desnaturalizan lo necesario (o sea, sus proteínas no se desenredan del todo), ni se dispersan bien en la mezcla; entonces, el producto es un pastel que sabe a huevo cocido. Si se bate más de la cuenta, las yemas se desnaturalizan demasiado y las burbujas de aire adquieren un volumen excesivo, con lo que el pastel dará la sensación de algodón de azúcar.

Los buenos cocineros conocen una prueba sencilla para saber el punto exacto de un batido perfecto. Se trata de separar, de vez en cuando, la paleta de batir de la mezcla, para que regrese al cuenco un chorro de fluido. Cuando éste se arrolle, o se pliegue en vaivén como una cinta, es que el batido ha terminado.

En junio les hablé del resalto hidráulico, u onda de choque que se forma cuando una corriente de fluido pasa de supercrítica a subcrítica. Wallace B. Riley, de San Francisco, me ha escrito a propósito del resalto hidráulico que se emplea para soldar tarjetas de circuito. Sobre la cara anterior de las tarjetas se montan transistores, circuitos integrados y otros componentes electrónicos, hincando sus terminales en orificios hasta sobresalir por la cara posterior, donde están grabados químicamente los ramales de interconexión metálicos. Inicialmente, los terminales se doblan para mantenerlos en posición.

Para soldar los terminales a los ramales de interconexión, se hacen pasar las tarjetas por una "soldadora ondular", que consiste en un canal inclinado por el que discurre, pendiente abajo, una corriente de soldadura derretida. Cerca del fin del canal hay un obstáculo que crea un resalto de soldadura estacionario y que trasciende el canal un poco más que el resto de la soldadura descendente. Al tiempo que una cinta de arrastre las transporta canal abajo, las tarjetas de circuito se precaldean merced a la radiación térmica de la soldadura caliente y, al pasar por encima del resalto, sus caras posteriores quedan bañadas de soldadura. Cuando una tarjeta abandona el canal, la soldadura cae por gravedad, a salvo de terminales y ramales de interconexión, y se enfría; así, terminales y ramales quedan soldados entre sí permanentemente.

INHIBIDORES DE BIOSINTESIS DE PROTEINAS

Uptake and Binding of Chloramphenicol by Sensitive and Resistant Organisms. D. Vázquez en *Nature*, vol. 203, págs. 257-260; 1964.

Inhibitors of Protein Biosynthesis. D. Vázquez. Springer Verlag, Berlín-Heidelberg-Nueva York, 1979.

Peptide Chain Termination. C. Th. Caskey en *Trends Biochem. Sci.,* vol. 5, págs. 234-237, 1980.

The Elongation Step of Protein Biosynthesis. Brian Clark en *Trends Biochem. Sci.,* vol. 5, págs. 207-210, 1980.

Ribosomes. Structure, Function and Genetics. Dirigido por G. Chambliss, G. R. Craven, J. Davies, K. Davis, L. Kahan y M. Nomura. University Press, Baltimore, 1980.

The Initiation of Protein Synthesis. Tim Hunt en *Trends Biochem. Sci.,* vol. 5, págs. 178-181, 1980.

Bases Moleculares de la Acción de los Inhibidores de la Síntesis de Proteínas. D. Vázquez en *Genética Molecular Bacteriana*, págs. 367-419. Dirigido por A. Jiménez-Sánchez y R. Guerrero. Ed. Reverté, 1981.

TEMAS METAMAGICOS

How Can Merlin Understand? Allen Newell y James A. Moore en *Knowledge and Cognition*, dirigido por Lee W. Gregg. Halsted Press, 1974.

The Psychology of Computer Vision. Dirigido por Patrick Henry Winston. McGraw-Hill Book Company, 1975.

The Structure of Analogical Models in Science. Dedre Gentner. Technical Report No 4451, Bolt Beranek & Newman, julio, 1980.

Language and Memory. Roger C. Schank en *Cognitive Science*, vol. 4, n.º 3, julio-septiembre, 1980.

TALLER Y LABORATORIO

Liquid Rope-Coil Effect. George Barnes y Richard Woodcock en *American Journal of Physics*, vol. 26, n.º 4, págs. 205-209; abril, 1958.

Height of Fall *versus* Frequency in Liquid Rope-Coil Effect. George Barnes y James MacKenzie en *American Journal of Physics*, vol. 27, n.º 2, págs. 112-115; febrero, 1959.

Instability of Jets, Threads, and Sheets of Viscous Fluid. Geoffrey Ingram Taylor en *Scientific Papers of Sir Geoffrey Ingram Taylor*, dirigido por G. K. Batchelor. Cambridge University Press, 1971.

Taller y laboratorio

El vuelo de la sámara: semilla alada de arces, fresnos y otros árboles

Jearl Walker

Las semillas aladas, que tan graciosamente caen al suelo, girando sobre sí mismas, de fresnos, olmos y arces se llaman sámaras. Observándolas pudiera suscitarse nuestra curiosidad acerca de la aerodinámica de su vuelo, cuestión ésta no tan sencilla como pueda quizá parecer.

El primer estudio detallado de la aerodinámica de las sámaras de ala simple, como son las de arce, lo efectuó R. Åke Norberg, de la Universidad de Göteborg, a comienzos de los años setenta. Trabajos posteriores los llevaron a cabo Charles W. McCutchen, del Instituto Nacional de Artritis, Metabolismo y Enfermedades Digestivas, y F.M. Burrows, de la Universidad de Gales del Norte. Empezaré por las investigaciones de Norberg, quien aplicó a las sámaras la aerodinámica del helicóptero; al final haré una referencia breve a los trabajos de McCutchen acerca de otros tipos de sámaras.

Sobre nuestro tema, Norberg formuló dos hipótesis. Una es que la sámara es un ala plana. La otra, que la masa de dicha ala puede suponerse distribuida a lo largo del eje mayor que va desde la semilla hasta la punta del ala.

Pese a la acción de la gravedad, una sámara de arce giratoria no se acelera hacia abajo, porque el aire en cuyo seno desciende ejerce sobre ella una fuerza aerodinámica. Para explicar sencillamente esa fuerza puede contemplarse la sámara como si girase en torno a su centro de masa, situado en un eje vertical. (De hecho, el centro de rotación está levemente desplazado del centro de masa.) Esencialmente, el ala permanece horizontal y genera un disco en cuyo interior el flujo de aire es uniforme. El vuelo puede imaginarse adoptando uno cualquiera de los dos puntos de vista siguientes: el habitual de un observador que contemplase la caída de la semilla, o el de un observador imaginario que cayese acompañándola.

Bajo el primer punto de vista, la sámara desciende por una columna de aire encalmado. Las capas de aire de esa columna se aceleran cuando la sámara las atraviesa, de modo que la columna de aire que va quedando por encima de la sámara acaba con una velocidad final descendente inferior a la de descenso de la sámara. Así, el aire contenido en la columna refleja el efecto de una fuerza dirigida hacia abajo, dado que sufre una aceleración que lo lleva, desde la inmovilidad, a un movimiento descendente. Correspondientemente, la fuerza de reacción sobre la sámara se dirigirá hacia arriba.

Desde el punto de vista de un observador que cayese con la sámara, la columna de aire situada bajo la misma se movería hacia arriba con una celeridad igual a la verdadera velocidad de descenso de la sámara. Entonces, todas las capas de aire se acelerarían hacia abajo al atravesar el disco generado por la rotación del ala y, tras la aceleración, las capas de aire se moverían hacia arriba a menor velocidad. De ese modo, las capas reflejan el efecto de una fuerza dirigida hacia abajo, que decrece con el ascenso de las capas. Correspondientemente, la fuerza de reacción sobre la sámara estará dirigida hacia arriba. En ambos casos, la sámara resulta afectada por una fuerza ascendente.

Tal fuerza aerodinámica contrarresta el peso de la sámara, impidiendo que ésta se acelere hacia abajo. Para el observador situado en tierra, la sámara se mueve hacia abajo a celeridad constante; para un observador que cayese con la sámara, la columna de aire ascendente se acerca a una celeridad igual a la verdadera velocidad de descenso de la sámara. La velocidad de descenso es proporcional a la raíz cuadrada de un cociente llamado carga sobre el disco (expresión tomada de la aerodinámica de helicópteros), y que es igual al peso de la sámara dividido por la superficie del disco generado por el ala durante una vuelta completa en torno al eje vertical de caída.

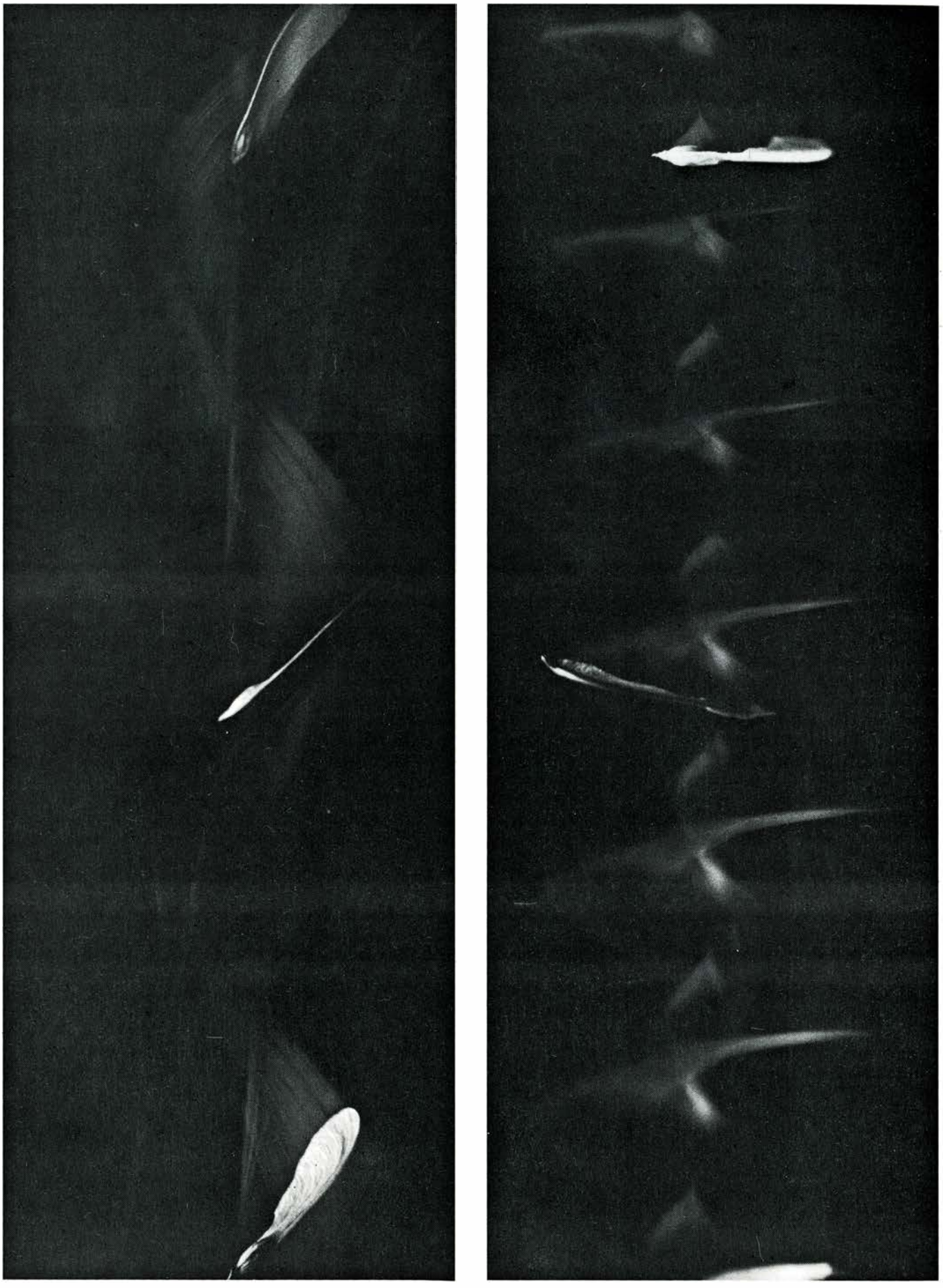
Distintas sámaras de arce descienden a velocidades distintas, porque no tienen todas la misma carga sobre el disco. Una razón evidente para que la carga sobre el disco no sea la misma es que el tamaño y el peso de las distintas sámaras no son los mismos. Una razón menos evidente es que una sámara, al girar, no tiene en realidad el ala en posición horizontal; el ángulo que forma el ala con la horizontal difiere de una sámara a otra. Algunas semillas descienden con el ala casi horizontal; en otras, el ala se inclina hacia arriba formando un ángulo de 45 grados, o más, con la horizontal. La carga sobre el disco es mayor para una sámara inclinada que para otra que esté más horizontal, y la primera caerá más de prisa.

El análisis de la fuerza aerodinámica actuante sobre una sámara de arce con el ala inclinada resulta difícil desde el punto de vista de un observador situado en tierra, por lo que adoptaremos el punto de vista del observador solidario de la sámara. La situación se representa en la ilustración de la página 134; en ella, el movimiento relativo del aire que pasa junto al ala es ascendente y dirigido hacia el borde de salida del ala, que es más fino. Tal movimiento genera la fuerza aerodinámica necesaria para contrarrestar el peso de la sámara.

Para estudiar la fuerza actuante sobre el ala desde el punto de vista del observador móvil se necesitan varios datos. El eje vertical en torno al cual gira realmente la sámara es el eje de rotación, del que voy a suponer que pasa por el centro de masa del conjunto de la sámara, situado cerca del extremo que contiene la semilla. La envergadura del ala es el eje mayor que va desde la semilla hasta la punta externa del ala. La cuerda es un eje más corto, comprendido entre el borde de ataque y el borde de salida del ala, y es perpendicular a la envergadura; en otras palabras, la cuerda mide el ancho del ala en cada sección de ésta, ancho que se conoce con el nombre de profundidad. El ángulo que forma la envergadura con la horizontal se denomina ángulo de conicidad.

La fuerza aerodinámica puede calcularse suponiendo el ala dividida en franjas estrechas que vayan desde el borde de ataque al de salida. La fuerza sobre cada franja se calcula multiplicando la superficie de ésta por el cuadrado de la velocidad del aire que se mueve junto a ella. Entonces, la fuerza total sobre el ala será la suma de las fuerzas que actúan sobre todas las franjas.

El movimiento del aire que se desplaza junto al ala puede separarse en dos componentes, una perpendicular a la envergadura y otra paralela a ella; de éstas, sólo la perpendicular contribuye a la fuerza aerodinámica sustentadora. Más difícil es saber qué pasa con el aire que se mueve paralelamente a la cuerda, del borde de ataque al de salida, o sea, en profundidad, porque su velocidad depende de la distancia entre el eje de rotación y la franja considerada. Así, el aire que se mueve a lo largo de una franja cercana al eje de rotación tiene



Caídas de sámaras de arce fotografiadas con destellos reiterados

una velocidad relativamente baja, mientras que el aire que se mueve a lo largo de una franja más alejada del eje tiene una velocidad mayor. Para esclarecer el efecto del aire que se mueve en profundidad me limitaré a una sola franja ubicada en el centro del ala.

El aire que se mueve junto a la franja en cuestión se desplaza verticalmente y hacia atrás. Del movimiento vertical sólo interesa la componente perpendicular al ala. El vector de velocidad neta o total se encuentra sobre una recta cuya dirección está comprendida entre la perpendicular al ala y la cuerda correspondiente a la franja.

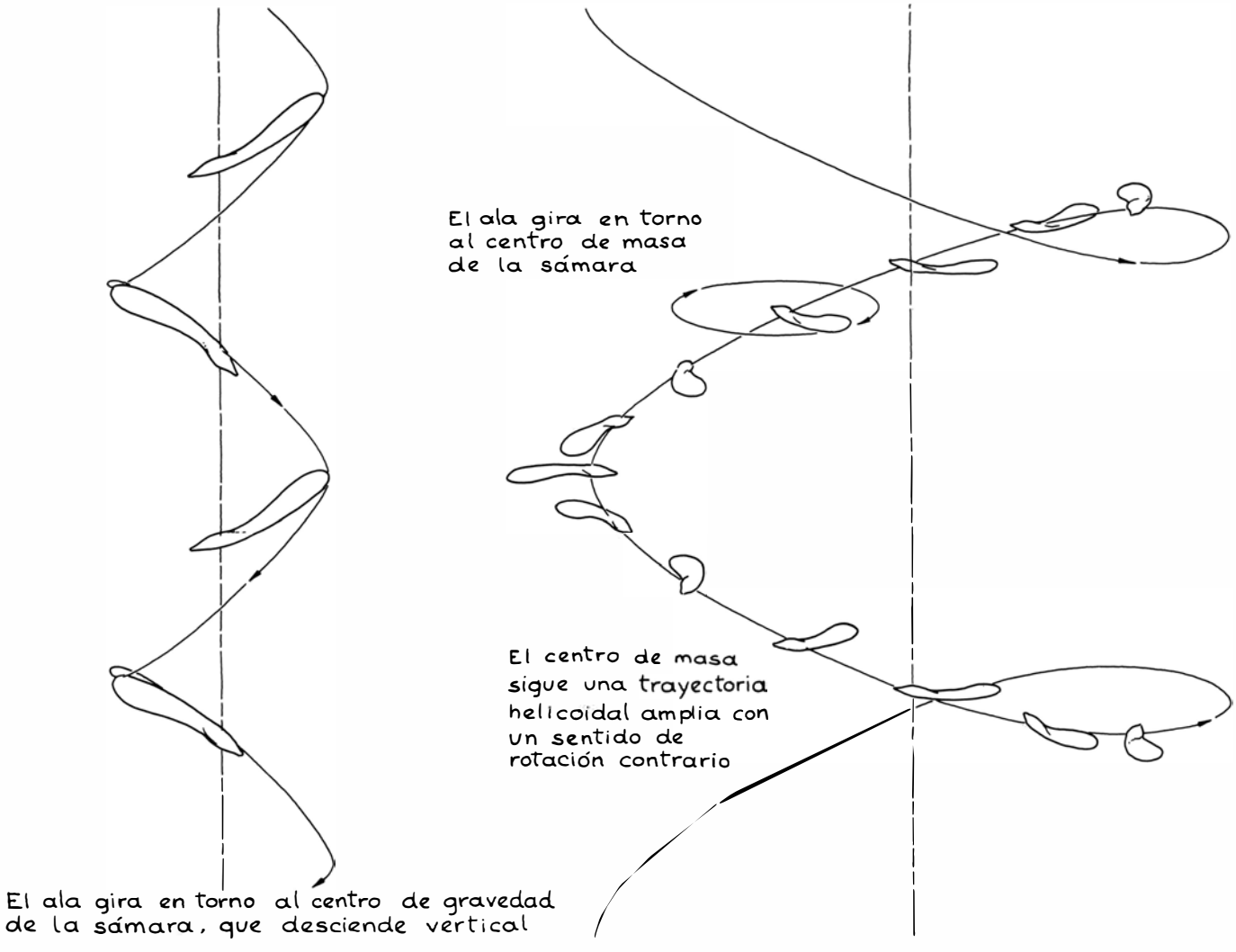
Si la contribución de la componente vertical del movimiento del aire es comparativamente grande (cuando la sámara desciende a buena velocidad), la velocidad total es un vector casi vertical; si, por el contrario, dicha contribución es relativamente pequeña, el vector tiende a estar casi paralelo a la cuerda. Entre ambas posibilidades existe un sutil cambio de posición del vector que es crítico para cierto aspecto de la estabilidad de la sámara en su descenso.

El módulo del vector velocidad total determina la intensidad de la fuerza aerodinámica sobre la franja. La mayor parte de la fuerza que actúa sobre el conjunto del ala se origina en las franjas situadas en las zonas más externas del ala. Ello se debe a que, en dichas zonas, las cuerdas son más largas y, por tanto, las franjas tienen mayor superficie. Por otra parte, la velocidad relativa neta del aire es mayor porque mayor es la velocidad del aire que se mueve en profundidad. De aquí que una sámara correctamente constituida haya de ser poco profunda en las proximidades de la semilla, donde la fuerza aerodinámica disponible es escasa, pero más ancha hacia el exterior.

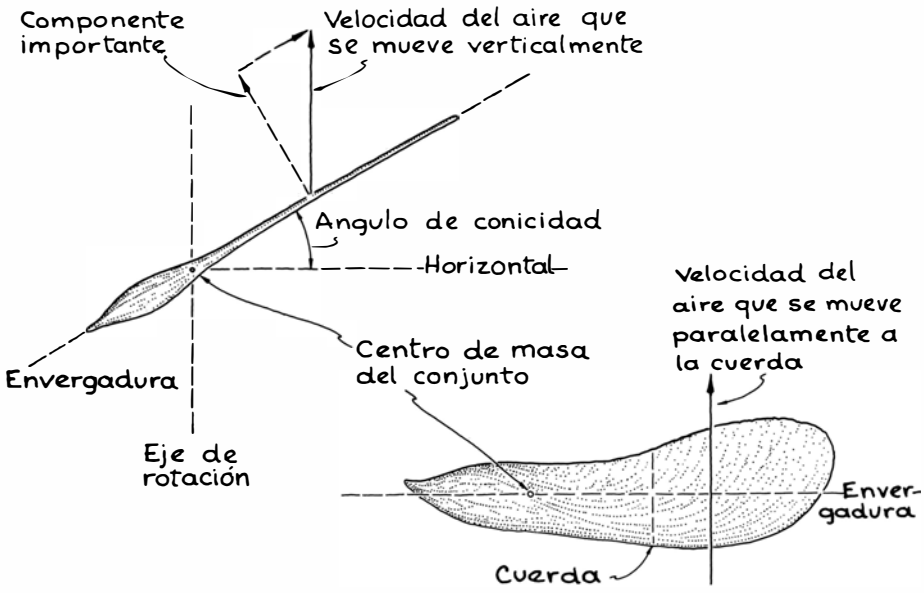
La fuerza aerodinámica total que actúa sobre el ala es perpendicular a ésta y, además, yace en un plano vertical que pasa por la envergadura. La componente vertical de esa fuerza contrarresta el peso de la sámara. Si se lanza al aire una sámara de arce, ésta debe corregir la orientación del ala de modo que la componente vertical de la fuerza aerodinámica iguale a su peso. Impresiona descubrir que una sámara descendente se ajusta a ello automáticamente.

En cuanto una sámara consigue la orientación correcta debe contrarrestar rápidamente las perturbaciones fortuitas producidas por la brisa. La mayoría de las sámaras son intrínsecamente estables en lo que respecta a cuatro parámetros: el ángulo de ataque del ala, el ángulo de conicidad, la inclinación sobre la horizontal del círculo descrito por la punta y la posibilidad de movimiento lateral.

El ángulo que forman la cuerda y el vector velocidad relativa del aire se llama ángulo de ataque. En la ilustración inferior de la página 136 se representa la sección transversal de un ala de sámara, aproximadamente hacia la mitad de su envergadura. La fuerza aerodinámica resultante que actúa sobre dicha sección se representa mediante un vector que pasa por un punto llamado centro de presión. Este vector representa la acción resultante de las fuerzas aerodinámicas que actúan en cada una de las pequeñas porciones en que pudiera suponerse dividida la sección. La posición del centro de presión la determinan la forma de la sección y la dirección del aire.



Posibles modos de vuelo de una sámara de arce



Componentes de la velocidad del aire que actúa sobre una sámara

En razón de su propio peso, la sección tiene un centro de masa. Pero el peso es insignificante frente a la fuerza centrífuga que actúa sobre la sección. Esta fuerza, consecuencia de la rotación de la sámara, actúa también sobre el centro de masa de la sección.

La orientación de la sección respecto a la velocidad del aire es estable cuando el centro de presión coincide con el centro de masa. Así pues, respecto a la estabilidad, es deseable un cierto ángulo de ataque. Supongamos que, de repente, el ala cambie de posición de tal manera que el centro de presión se traslade hacia el borde de salida del ala. Este encabritamiento da como resultado un ángulo de ataque mayor, lo que origina una fuerza aerodinámica diferente, cuya componente vertical ya no equilibra el peso de la sámara, tal como se requiere para que el vuelo sea estable y prolongado.

Por su propia constitución, las sámaras están preparadas para corregir esa situación y recuperar el ángulo de ataque correcto. La fuerza actuante en el centro de presión crea un momento de giro que hace girar la sección del ala en torno al centro de masa, devolviéndola a su orientación original; así, el centro de presión retorna al centro de masa y la sámara recobra la estabilidad. Algo parecido ocurre cuando la perturbación reduce el ángulo de ataque desde su valor óptimo, desplazando el centro de presión por debajo del centro de masa e imprimiendo al ala una orientación en picado. También ahora la fuerza que pasa por el centro de presión hace que la sección gire en torno al centro de masa hasta que se recupera la orientación correcta.

Según investigaciones acerca del planeo de placas planas, la corrección automática descrita es posible a condición de que la masa esté distribuida de una cierta forma sobre la profundidad del ala. Si consideramos nuevamente una sección transversal de ésta, resulta que el centro de masa de tal sección debe encontrarse a una distancia del borde de ataque comprendida entre el 27 y el 35 por ciento de la longitud de la cuerda. Además, el centro de masa debe estar retrasado respecto a la posición más avanzada a la que pueda trasladarse el centro de presión; de lo contrario, el ala no se recuperaría de una perturbación que la hiciese picar. Pues bien, la sámara ha evolucionado desarrollándose precisamente con una tal distribución de masa en profundidad: las nervaduras del ala se aprietan hacia el borde de ataque y se despliegan hacia el borde de salida.

Hay otra condición para la estabilidad que está relacionada con el ángulo que forma la horizontal con la trayectoria de planeo del ala. En realidad, la sámara describe una hélice, pero el ángulo en cuestión puede definirse, en cada instante, considerando la tangente a la trayectoria helicoidal. La importancia del ángulo de planeo estriba en que determina la orientación de la fuerza aerodinámica sobre el ala. Para un cierto valor de este ángulo, que entonces se llama ángulo de planeo natural, la fuerza está en un plano vertical que pasa por la envergadura del ala. Si la trayectoria de planeo es muy empinada, la fuerza es un vector inclinado hacia el borde de ataque del ala; si es de pendiente suave, el vector se inclina hacia el borde de salida. Ninguna de tales orientaciones produce un vuelo estable.

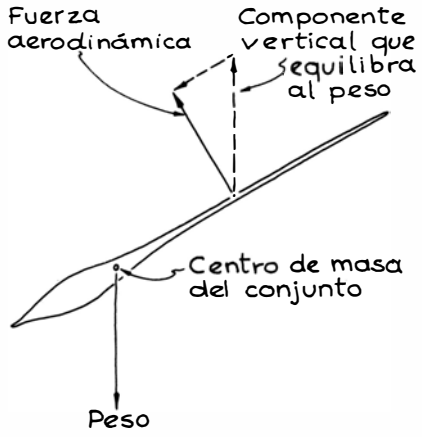
Tan pronto inicia su descenso, la sámara debe alcanzar rápidamente el ángulo de planeo correcto, al objeto de que la fuerza aerodinámica actuante sobre ella se encuentre en un plano vertical, pues únicamente así la componente vertical de dicha fuerza será capaz de contrarrestar el peso de la sámara y dotar a ésta de una velocidad de descenso constante. Si, en los primeros momentos del descenso, la componente vertical de la fuerza es menor que el peso (porque la velocidad del aire sea inferior a lo debido), la sámara deberá corregir consecuentemente su velocidad, o viajará hasta el suelo siguiendo un movimiento ininterrumpidamente acelerado.

Dicha corrección se efectúa a través de las fases siguientes. Como en el caso considerado la sámara está acelerada hacia abajo, la velocidad del aire es un vector más vertical de lo que debería. El ángulo de ataque es demasiado grande y, para conseguir el ángulo de ataque correcto, el ala de la sámara pica. Entonces, la fuerza aerodinámica cambia de posición, pasando de vertical (que es lo correcto) a inclinada hacia el borde de ataque; esta inclinación de la fuerza impulsa al ala a girar más rápidamente en torno al eje de rotación.

Desde el punto de vista del observador solidario a la sámara, ese incremento de rotación equivale a un incremento de la velocidad del aire que se mueve en profundidad, en dirección al borde de salida. La velocidad total neta del aire (en la que se incluyen el movimiento vertical, dado que la sámara está cayendo, y el paralelo a las cuerdas, o en profundidad, porque la sámara está girando) es un vector inicialmente demasiado vertical. Pero con el aumento de la velocidad en profundidad del aire, el vector se hace menos vertical, con lo que el ángulo de ataque resulta demasiado suave. El ala se encabrita y este movimiento devuelve la fuerza aerodinámica a un plano vertical; la rotación deja de aumentar.

En el proceso de corrección, la sámara ha aumentado su velocidad de caída (porque inicialmente estaba acelerada hacia abajo) y su velocidad de giro (porque la inclinación de la fuerza aerodinámica durante la primera parte de la corrección impulsó al ala en torno al eje de rotación). De aquí que la velocidad del aire con relación al ala sea ahora mayor y la fuerza más intensa, precisamente lo suficiente para que su componente vertical iguale al peso de la sámara. A partir de entonces, la sámara caerá con unas velocidades de descenso y de giro constantes, con el ángulo de ataque correcto y con un ángulo de planeo conveniente.

Si la trayectoria de planeo inicial produce una velocidad relativa del aire excesiva, la componente vertical de la



Equilibrio de las fuerzas verticales

fuerza aerodinámica sobrepasa al peso. Entonces la sámara ejecuta una corrección de tipo similar para reducir la fuerza aerodinámica. Cuando la sámara prosigue en su caída, la fuerza en exceso reduce la velocidad de caída. Desde el punto de vista del observador que desciende con la sámara, tal reducción equivale no sólo a una disminución de la velocidad del aire con respecto a él, sino, además, a un cambio de posición del vector velocidad total, de modo que éste se coloca casi paralelo a la cuerda. El ángulo de ataque queda, por tanto, incorrecto, por demasiado suave. El ala se encabrita para recuperar el ángulo de ataque correcto.

Este movimiento hace que la fuerza aerodinámica se incline hacia atrás, en dirección a la parte posterior del ala. Tal inclinación se opone al giro de la sámara, con lo que la velocidad de rotación de ésta comienza a decrecer. Para el observador solidario a la sámara, esta disminución de la velocidad de rotación equivale a una reducción de la velocidad del aire que se mueve en profundidad. Y así también se reduce el vector representativo de la velocidad relativa del aire, cuya dirección, además, varía, colocándose más vertical. Entonces, el ángulo de ataque queda demasiado inclinado, por lo que la sámara pica al objeto de que se reduzca. Este cambio de posición devuelve la sámara a un plano vertical que pasa por la envergadura, cesando la disminución de la velocidad de rotación.

El resultado final es una reducción en la velocidad de caída (dado que la fuerza aerodinámica, inicialmente grande, frenó la caída) y un giro más lento (porque la fuerza se inclinó hacia atrás durante la primera parte de la corrección). La velocidad relativa del aire es ahora un vector más corto y la fuerza, por tanto, también. Así, la componente vertical de la fuerza aerodinámica iguala al peso de la sámara y, a partir de ese momento, la sámara cae con velocidades de descenso y de rotación constantes y con los ángulos de ataque y de planeo convenientes.

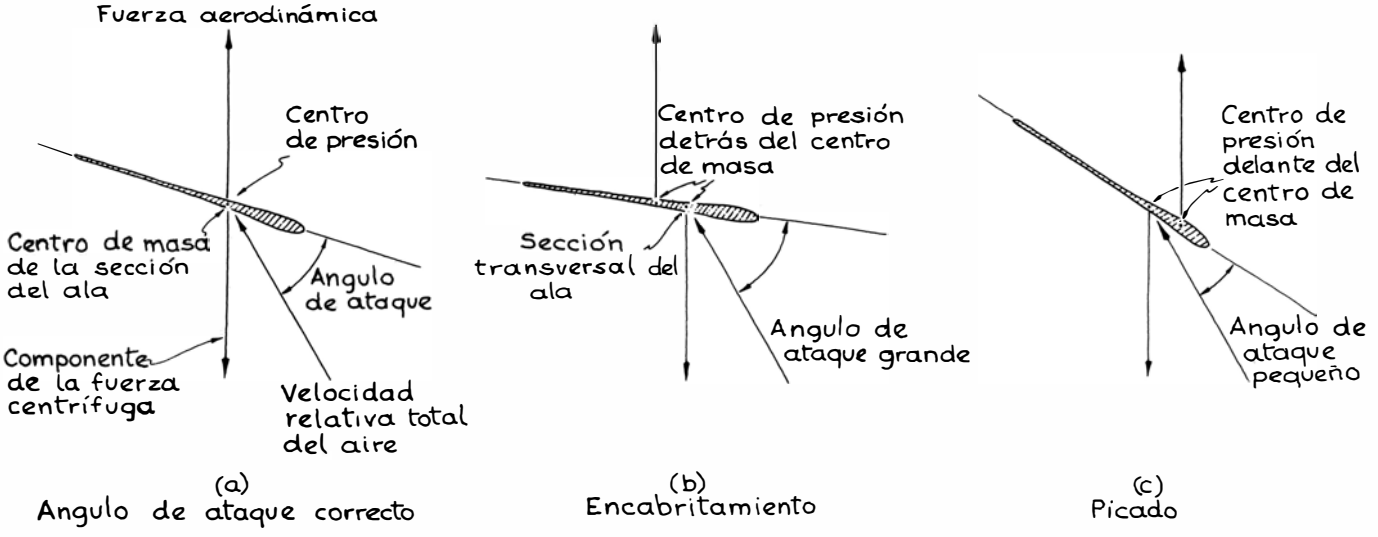
Mediante reacciones similares se neutralizan las perturbaciones fortuitas del ángulo de planeo. Por ejemplo, si de repente la trayectoria de planeo se inclina en exceso, la velocidad relativa total del aire pasa a ser un vector demasiado vertical. Al ser entonces incorrecto el ángulo de ataque, la sámara pica para ordenarlo. La fuerza aerodinámica se inclina hacia adelante, la velocidad de rotación aumenta y, por tanto, el vector velocidad se pone más vertical. También aquí debe corregirse el ángulo de ataque, pero ahora el ala ha de encabritarse para devolver la fuerza al plano vertical. En principio la sámara habría de tener ya los ángulos de ataque y de planeo correctos; mas es probable que sobrepase el ángulo de planeo correcto y deba ajustar sus velocidades de rotación y caída y ángulos de orientación a base de correcciones sucesivas, cada vez más pequeñas, antes de que por fin alcance los valores correctos.

El ángulo de conicidad se ajusta automáticamente ante pequeñas perturbaciones. Este ángulo viene determinado por el equilibrio entre dos momentos de giro de distinto origen. Uno de ellos es el resultado de la fuerza centrífuga que actúa sobre las franjas distribuidas a lo largo de la envergadura. Consideremos una franja ubicada aproximadamente en el centro de la envergadura. La fuerza centrífuga se dirige hacia fuera, vista desde el eje alrededor del cual gira la sámara. Entonces, el momento de giro que genera dicha fuerza tiende a hacer que el ala rote en torno a su centro de masa, y disminuya así el ángulo de conicidad. Esta misma fuerza afecta a todas las franjas del ala.

Pero el ala no alcanza la horizontal, pues otro momento de giro, correspondiente a la fuerza aerodinámica actuante en cada franja, tiende a aumentar el ángulo de conicidad. Para un valor óptimo de este ángulo, se equilibran los dos momentos de giro opuestos. Si el ala se ladea para formar un ángulo de conicidad diferente, los momentos de giro la devuelven al ángulo correcto.

En general, el ángulo de conicidad ha de ser poco empinado, de modo que la sámara esté casi horizontal. La carga sobre el disco será menor (puesto que la sámara genera un disco mayor) y la velocidad de descenso será también menor. Yo dispongo de dos sámaras de arce que tienen aproximadamente el mismo peso y el mismo aspecto general, si bien descienden bajo ángulos de conicidad diferentes; la de ángulo de conicidad menor cae más despacio.

Hay, finalmente, una clase de estabilidad relacionada con la dirección en que se desplaza la sámara. La mayoría de mis sámaras dan vueltas sobre si mismas, a la vez que caen a lo largo de



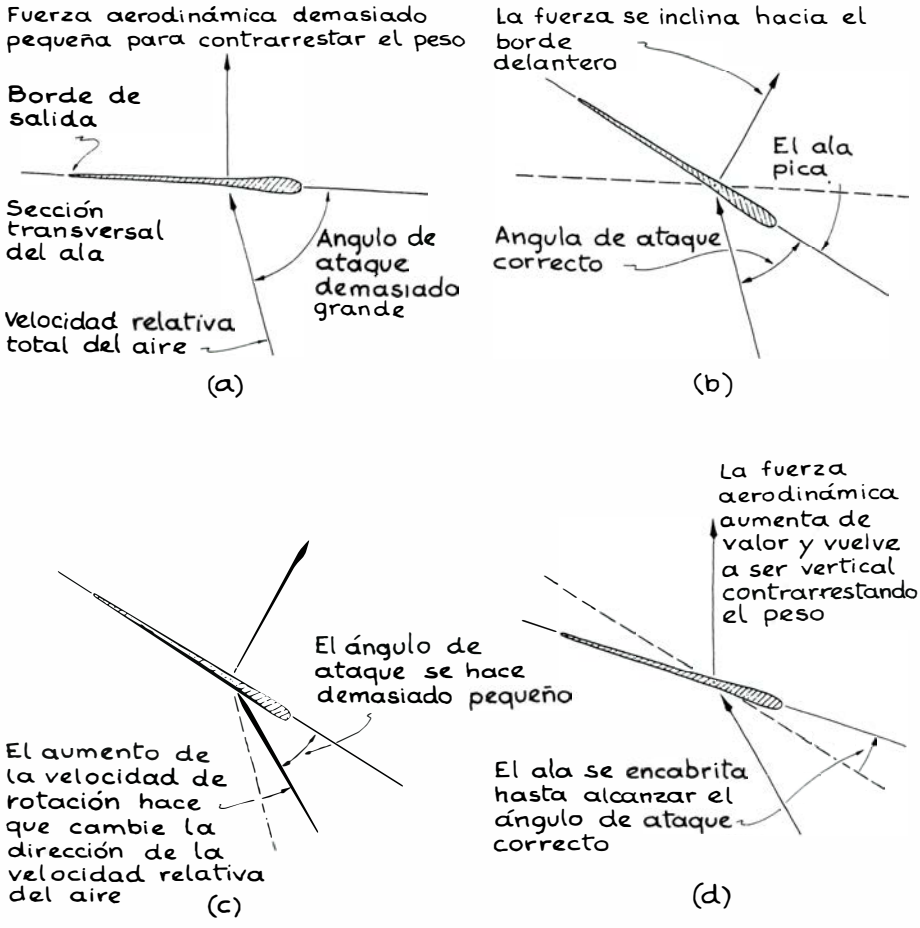
Angulos de ataque de un ala descendente en rotación

una recta vertical. Un observador solidario a una de ellas contemplaría cómo la punta del ala se movería en un plano. La mayoría de mis sámaras describen un plano horizontal. Cuando soplo sobre una de ellas para desviarla momentáneamente de la horizontal, rápidamente corrige su movimiento alzándose por su lado más bajo para que el plano vuelva a estar horizontal.

Algunas de mis sámaras más selectas hacen algo más, y es que, aun cuando yo no perturbe su descenso, se mueven describiendo una gran hélice mientras giran sobre sí en la forma habitual. Nordberg llama derrape a este movimiento adicional. La fuerza aerodinámica que actúa sobre una de esas sámaras peculiares hace que la misma incline el plano que describe la punta externa del ala. Una vez inclinado ese plano, no se endereza hacia arriba, como en el caso de la mayoría de las sámaras, sino que se ladea, y así, el centro de masa de la sámara sigue una trayectoria helicoidal hasta el suelo. El sentido de rotación del centro de masa al seguir dicha trayectoria es contrario al de rotación de la sámara en torno a su eje de rotación. Esto es, si vista desde arriba la sámara gira en sentido horario, su centro de masa describe una hélice en sentido antihorario. El movimiento helicoidal es mucho más lento que el de giro.

Si se deja caer una sámara de arce con el centro de masa hacia abajo y el ala plana vertical, puede que no gire en absoluto. Pero si el ala está inicialmente desviada de la vertical, o es dentada, comenzará a girar después de una corta caída. Consideremos un ala plana inclinada respecto a la vertical. En cuanto se inicia la caída, la fuerza aerodinámica hace que el ala se rezague respecto al descenso del centro de masa, resultando que el ala gira hacia la vertical en torno al centro de masa. Ajustando continuamente los ángulos de ataque, planeo y conicidad, el ala acaba por alcanzar los valores de equilibrio y, a partir de entonces, la sámara rota mientras desciende. Cuando lanzo al aire una sámara con el centro de masa por delante, casi siempre empieza a girar una vez que llega a la altura máxima y comienza a caer. Será entonces muy improbable que esté exactamente vertical y es casi seguro que empiece a girar.

Para que una sámara se comporte adecuadamente, la distancia entre su centro de masa y el extremo ha de estar comprendida entre cero y el 30 por ciento de la longitud total de la envergadura. En las sámaras de arce esta distancia suele ser del 10 al 20 por ciento. En cada franja del ala, el centro de masa debe encontrarse a una distancia del borde de ataque comprendida



Corrección del modo de vuelo de una sámara

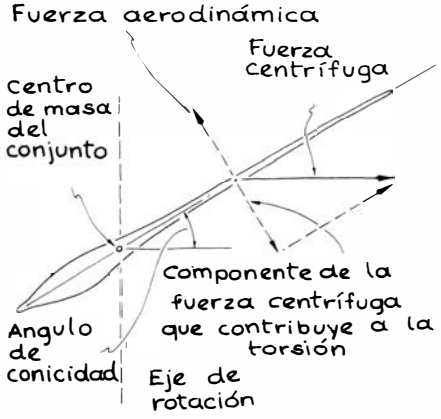
aproximadamente entre el 27 y el 35 por ciento de la longitud total de la cuerda correspondiente. La carga sobre el disco ha de ser reducida; por ello, un ala delgada que genere un disco grande constituye la combinación ideal de propiedades. La fuerza aerodinámica se genera, en su mayor parte, en el extremo externo del ala, porque en él la velocidad relativa del aire es mayor. Como esta fuerza depende asimismo de la superficie de cada una de las franjas, éstas deben tener cuerdas mayores cuanto más próximas están del extremo externo del ala.

Un observador astuto podría discrepar acerca de esto último, ya que las puntas externas de las sámaras de arce se ahúsan y ensanchan algo hacia el borde de ataque. Pero esta constitución natural responde a los torbellinos que lanza la punta externa cuando la sámara gira en torno a la vertical, y cuyo efecto es disminuir la sustentación y aumentar la resistencia aerodinámica sobre la punta del ala. El ahusamiento y el ensanchamiento reducen al mínimo la intensidad de los torbellinos.

La envergadura de la mayoría de mis sámaras mide varios centímetros, con una profundidad del orden de un centímetro. Algunas de ellas describen amplias trayectorias helicoidales al caer al suelo, pero el grueso del resto cae con el centro de masa siguiendo una recta vertical. No me es posible distinguir diferencia física alguna entre ambos conjuntos de sámaras; sus distintos modos de vuelo deben de ser resultado de diferencias imperceptibles.

En la ilustración inferior de la página siguiente se resumen los resultados del estudio que he realizado acerca de la distribución de la masa en una sámara característica. Para determinar la posición del centro de masa del conjunto de la sámara, la equilibré sobre un canto afilado, colocándola de modo que la envergadura fuese perpendicular al canto. Cuando la sámara estuvo en equilibrio, tracé sobre ella una línea justo por el canto. Luego equilibré la sámara con una cuerda perpendicular al canto y tracé sobre ella una línea justo por el canto. La intersección de ambas líneas me señaló la posición del centro de masa.

Me interesó también cómo se distribuye la masa a través de cada franja. Para ello dibujé el contorno de la sámara en un papel cuadriculado. Luego, con una hoja de afeitar, corté el ala en franjas paralelas a las cuerdas y marqué la posición de éstas sobre el contorno que había dibujado antes. Para determinar aproximadamente el



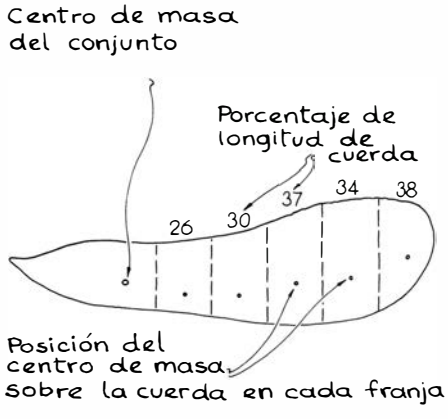
Componentes del ángulo de conicidad

centro de masa de cada franja, las equilibré entonces una por una sobre el canto afilado, con la cuerda perpendicular al canto.

Conseguido el equilibrio en cada caso, señalé la posición del canto sobre la franja y, a continuación, medí la distancia de la señal al borde de ataque de la franja. (Como el borde de salida de las sámaras es curvo, la longitud de la cuerda varía un poco dentro de cada franja.) En la ilustración correspondiente a la distribución de masa se representan los resultados que obtuve. La distancia del centro de masa de cada franja al borde de ataque del ala se indica como porcentaje de la longitud media de la cuerda de cada franja.

Para que las sámaras fueran estables al planeo, si se tratase de alas planas, la distancia del centro de masa medida sobre la cuerda de una franja debería hallarse comprendida entre el 27 y el 35 por ciento de la longitud de la cuerda. En las franjas de las sámaras que estudié, dicha distancia se encontraba entre el 26 y el 38 por ciento.

Para medir la velocidad de rotación de uno de mis ejemplares dirigí una luz estroboscópica de modo que iluminara desde arriba la trayectoria de caída de la semilla. Con la habitación a oscuras



Posición en profundidad de los centros de masa de las franjas

hice variar el ritmo de destello del estroboscopio, hasta que a cada destello se veía la sámara descendente con la misma orientación. Esta paralización aparente del movimiento puede conseguirse con varias frecuencias de destello. Por ejemplo, una frecuencia de destello igual a la mitad de la frecuencia de rotación hace que la sámara se contemple con la misma orientación cada dos vueltas; si la frecuencia de destello es un tercio de la de rotación, la sámara se verá con la misma orientación cada tres vueltas.

¿Cómo determinar la frecuencia de rotación? Comencé con una frecuencia de destello lenta, que luego incrementé de forma paulatina. La mayor de las frecuencias que paraliza aparentemente el movimiento de la sámara es la que iguala a la frecuencia de rotación. Toda frecuencia superior a ésta no paraliza el movimiento; antes bien, se ve la sámara en distintos instantes de su rotación. Como resultado de esa experiencia encontré que mis sámaras poseían una frecuencia de rotación comprendida entre 10 y 12 hertz (ciclos por segundo); así, si desease ver una sámara en, digamos, cuatro instantes de cada rotación, tendría que fijar la frecuencia de destello en unos 40 hertz.

También puede emplearse un estroboscopio para filmar el descenso y giro de la semilla. Con la habitación a oscuras, el centelleo repetido del estroboscopio ilumina la sámara en distintos momentos de su descenso, dejando un registro permanente de éstos en la película. McCutchen efectuó una filmación parecida valiéndose de una luz continua que iluminaba desde abajo la trayectoria de caída de una sámara de tulípero. Este tipo de sámara no sólo gira en torno a la recta vertical, a lo largo de la cual desciende su centro de masa, sino que también gira en torno a su eje de envergadura. Al penetrar la sámara en el haz luminoso, exponía alternativamente a la cámara una superficie inferior iluminada y una superficie superior más oscura. Esta sucesión de imágenes diferenciadas sirvió para registrar la caída en la película. El contraste entre ambas superficies puede conseguirse pintando de blanco una de ellas.

Me he ocupado únicamente de la sámara de arce común, pero si alguien desease profundizar en las investigaciones de McCutchen acerca de otros tipos, las de tulípero y fresno le resultarán especialmente interesantes. Puede experimentarse también con modelos de sámara hechos de cartón, alterados a voluntad para observar cómo influyen en los modos de vuelo las modificaciones introducidas.

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

UN HABITAT DE VIDA PRIMITIVO

SEDIMENTARY EVIDENCE FOR AN ARCHAEAN SHALLOW-WATER VOLCANIC-SEDIMENTARY FACIES, EASTERN PILBARA BLOCK, WESTERN AUSTRALIA. M. E. Barley, J. S. R. Dunlop, J. E. Glover y D. I. Groves en *Earth and Planetary Science Letters*, vol. 43, n.° 1, págs. 74-84; abril, 1979.

STROMATOLITES 3,000-3,500 MYR OLD FROM THE NORTH POLE AREA, WESTERN AUSTRALIA. M. R. Walter, R. Buick y J. S. R. Dunlop en *Nature*, vol. 284, n.° 5755, págs. 443-445; 3 de abril de 1980.

ONDAS GRAVITATORIAS PROCEDENTES DE UN PULSAR ORBITAL

PULSARS. Richard N. Manchester y Joseph H. Taylor. W. H. Freeman and Company, 1977.

THE SEARCH FOR GRAVITY WAVES. P. C. W. Davies. Cambridge University Press, 1980.

NEUROPEPTIDOS

PEPTIDERGIC NEURONES. Tomas Hökfelt, Olle Johansson, Åke Ljungdahl, Jan M. Lundberg y Marianne Schultzberg en *Nature*, vol. 284, n.° 5756, págs. 515-521; 10 de abril de 1980.

BRAIN PEPTIDES AS NEUROTRANSMITTERS. Solomon H. Snyder en *Science*, vol. 209, n.° 4460, págs. 976-983; 29 de agosto de 1980.

ACUSTICA DE LAS TABLAS DEL VIOLIN

THE VIOLINS AS A CIRCUIT. John C. Schelleng en *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 35, n.° 3, págs. 326-338; marzo, 1963.

THE HAZARDS OF WEATHER ON THE VIOLIN. R. E. Fryxell en *American String Teacher*, vol. 15, n.° 4, págs. 26-28; otoño, 1965.

ACOUSTICAL EFFECTS OF VIOLIN VARNISH. John C. Schelleng en *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 44, n.° 5, págs. 1175-1183; noviembre, 1968.

BENCHMARK PAPERS IN ACOUSTICS. MUSICAL ACOUSTICS: PART I, VIOLIN FAMILY COMPONENTS; PART II, VIOLIN FAMILY FUNCTIONS. Dirigido por C. M. Hutchins. Dowden, Hutchinson & Ross, Inc., 1975-1976.

EL ODOMETRO DE VITRUBIO

ARCHIMEDES. Marshall Clagett en *Dictionary of Scientific Biography*, dirigido por Charles Coulston Gillispie. Charles Scribner's Sons, 1970.

THE MECHANICAL TECHNOLOGY OF GREEK AND ROMAN ANTIQUITY. A. G. Drachmann. Munksgaard, 1963.

THE UNKNOWN LEONARDO. Dirigido por Ladislao Reti. MacGraw-Hill Book Company, 1974.

VITRUVIUS' WAYWISER. André W. Sleeswyk en *Archives internationales d'histoire des sciences*, vol. 29, págs. 11-22; 1979.

LOGICA CUANTICA

FOUNDATIONS OF QUANTUM MECHANICS. Josef M. Jauch. Addison-Wesley Publishing Co., 1968.

DEVIANT LOGIC: SOME PHILOSOPHICAL ISSUES. Susan Haack. Cambridge University Press, 1974.

THE PHILOSOPHY OF QUANTUM MECHANICS: THE INTERPRETATIONS OF QUANTUM MECHANICS IN HISTORICAL PERSPECTIVE. Max Jammer. John Wiley & Sons, Inc., 1974.

THE LOGICO-ALGEBRAIC APPROACH TO QUANTUM MECHANICS, VOL. I: HISTORICAL EVOLUTION. Dirigido por Clifford A. Hooker. D. Reidel Publishing Co., 1975.

CURRENT ISSUES IN QUANTUM LOGIC. Dirigido por E. Beltrametti y B. C. van Fraassen. Plenum Press, 1981.

PROCESAMIENTO DE IMAGENES POR ORDENADOR

SPECIAL ISSUE ON IMAGE PROCESSING. *Computer*, vol. 7, n.° 5; julio, 1974.

DIGITAL IMAGE PROCESSING. R. C. González y P. Wintz. Addison-Wesley Publishing Co., 1977.

DIGITAL IMAGE RESTORATION. H. C. Andrews y B. R. Hunt. Prentice-Hall, Inc., 1977.

DIGITAL IMAGE PROCESSING. William K. Pratt. John Wiley & Sons, Inc., 1978.

SPECIAL ISSUE ON IMAGE PROCESSING. *Proceedings of the IEEE*, vol. 69, n.° 5; mayo 1981.

DINOSAURIOS DEL JURASICO DE AMERICA DEL SUR

UN SAURÓPODO NUEVO DEL JURÁSICO DE PATAGONIA. A. Cabrera en *Notas Mus. La Plata* n.° 12, Paleont. 95; 1947.

ESTUDIOS ICNOLÓGICOS. PROBLEMAS Y MÉTODOS DE LA ICNOLOGÍA. R. M. Casamiquela. Editado por el Gobierno Prov. Río Negro, Minist. Asuntos Sociales, págs. 1-229; Buenos Aires, 1964.

THE PALEOBATHYMETRY OF THE ATLANTIC OCEAN FROM THE JURASSIC TO THE PRESENT. J. G. Sclater, S. Hellinger y C. Tapscott en *J. Geology* n.° 85; 1977.

EL MESOZOICO DE AMÉRICA DEL SUR Y SUS TETRÁPODOS. J. F. Bonaparte en *Opera Lilloana*, n.° 26, págs. 1-596; 1978.

DINOSAURS: A JURASSIC ASSEMBLAGE FROM PATAGONIA. J. F. Bonaparte en *Science*, vol. 205, págs. 1377-1379; 1979.

JUEGOS MATEMATICOS

EUCLID'S PARALLEL POSTULATE: ITS NATURE, VALIDITY, AND PLACE IN GEOMETRICAL SYSTEMS. John William Withers. The Open Court Publishing Company, 1905.

THE ELEMENTS OF NON-EUCLIDEAN GEOMETRY. D. M. Y. Sommerville. Dover Publications, Inc., 1958.

NON-EULIDEAN GEOMETRY. H. S. M. Coxeter. University of Toronto Press, 1965.

EUCLIDEAN AND NON-EUCLIDEAN GEOMETRY: DEVELOPMENT AND HISTORY. Marvin Jay Greenberg, W. H. Freeman and Company, 1974.

TALLER Y LABORATORIO

AUTOROTATION, SELF-STABILITY, AND STRUCTURE OF SINGLE-WINGED FRUITS AND SEEDS (SAMARAS) WITH COMPARATIVE REMARKS ON ANIMAL FLIGHT. R. Åke Norberg en *Biological Reviews of the Cambridge Philosophical Society*, vol. 48, n.° 4, págs. 561-596; noviembre, 1973.

THE SPINNING ROTATION OF ASH AND TULIP TREE SAMARAS. C. W. McCutchen en *Science*, vol. 197, n.° 4304, págs. 691-692; 12 de agosto de 1977.

Taller y laboratorio

Delicias del estenoscopio y de su pariente, el antiestenoscopio

Jearl Walker

La deslumbrante diversidad y perfección de las cámaras fotográficas que hoy día se encuentran en el mercado ha ocultado la realidad de que pueden obtenerse fotografías muy aceptables sin otra cosa que un orificio diminuto, o estenope, interpuesto entre la película y el objeto de la fotografía: lo que constituye el fundamento de la cámara oscura, llamada también estenoscopio. Lo mismo cabe afirmar acerca del complemento óptico del estenope, o "antiestenope", que es una mácula, muy pequeña y circular, que se interpone entre la película y el objeto; así, puede hablarse del "antiestenoscopio". Para la fotografía estenoscópica voy a seguir las investigaciones de A. Connors, de la Universidad de Wisconsin, Madison, y de Matt Young, del National Bureau of Standards (Oficina Nacional de Pesas y Medidas). La novedosa y original idea de la fotografía antiestenoscópica procede de Adam Lloyd Cohen, de la Universidad de Loyola, Chicago.

La fotografía estenoscópica (estenopetografía) se basa en el paso de la luz a través de un orificio practicado en una pantalla opaca. Luego, la luz va a parar sobre un trozo de película donde reconstruye una imagen del objeto fotografiado. Referencias a las imágenes estenoscópicas se encuentran ya en Aristóteles; Leonardo da Vinci estudió sus principios y Lord Rayleigh las analizó formalmente. La sencillez constituye una de las muchas ventajas que ofrece la cámara oscura frente a las cámaras de objetivo refringente.

Al fotografiar un objeto con una cámara oscura, cada punto del objeto colocado frente a ella proyecta su propia manchita luminosa sobre la película (o papel fotográfico). La reunión de esas manchitas constituye la imagen que registra la película. Para que dicha imagen sea nítida, las manchitas contiguas no deben solaparse; habrán de ser, pues, lo más pequeñas posible.

En parte, el diseño de un estenoscopio descansa en la elección del tamaño del estenope y de una distancia entre dicho orificio y la película tales que las manchitas luminosas proyectadas sobre la película queden separadas y alcancen su máxima luminosidad. En principio, el tamaño del estenope puede ser ilimitado. Sin embargo, cuanto mayor sea su tamaño tanto más alejado de la película deberá colocarse el estenope y tanto mayor habrá de ser la película; de ahí que la práctica dicte un tamaño limitado para el orificio. Existe, asimismo, un límite teórico para la pequeñez del estenope.

Consideremos una cámara cuyo estenope se encuentre a una distancia razonable (varios centímetros) de la película. Supongamos que el estenope sea relativamente grande (demasiado con respecto a su distancia a la película) y que la cámara esté orientada hacia un manantial luminoso puntual y muy alejado. Los rayos luminosos procedentes de la fuente llegarán al estenope prácticamente paralelos entre sí y al eje geométrico que atraviesa el orificio por el centro y es perpendicular a la pantalla. Entonces, el radio de la manchita luminosa recogida en la pantalla será igual al radio del orificio y, por ser éste grande, la manchita en cuestión resultará grande también. En tal caso, cuando se fotografiaran un gran número de manantiales luminosos puntuales, las manchitas se solaparían en la película y no serían individualmente reconocibles cada uno de los manantiales.

Si se reduce el tamaño del estenope, se achica el tamaño de la manchita luminosa producida por cada fuente puntual. Ahora bien, la mejora de la situación por este procedimiento está limitada por el hecho de que el estenope acabaría siendo tan pequeño que la luz que lo atravesase se difractaría, para dar una figura de interferencia. De ese modo, una fuente puntual no crearía una pequeña mancha luminosa en la película, sino una figura circular compuesta de una mancha central luminosa, rodeada de anillos más tenues. Si menguáramos todavía más el tamaño del estenope, se agrandaría la figura de difracción, con la consiguiente pérdida de separación en la fotografía.

El radio óptimo del estenope es función de su distancia a la película; la relación puede mostrarse mediante un razonamiento en el que la luz se representase en forma ondulatoria. Imaginemos que se retiran el estenope y la pantalla; y consideremos una onda luminosa, procedente de un manantial puntual, que atraviesa el plano ocupado antes por la pantalla. Atendamos, en ese plano, a una familia de zonas circulares concéntricas con el eje geométrico de la cámara. Tales zonas pueden identificarse por su distancia a un punto situado en el centro de la película, punto que también está en el eje geométrico. La distancia entre la zona central y este último punto será la que mediaba entre el estenope y la película. La segunda zona está más alejada del punto central de la película en una semilongitud de onda, la tercera lo está en una semilongitud de onda más, y así sucesivamente.

Todas las zonas envían ondas luminosas al punto central; ahora bien, por tratarse de trayectos distintos, las ondas se interfieren a su llegada. Por ejemplo, la onda procedente de la segunda zona llega desfasada en media longitud de onda respecto a la onda procedente de la zona central. En este sentido, cuando las amplitudes de las dos ondas fuesen iguales, ambas se anularían entre sí. Desde luego, si las contribuciones tuvieran todas la misma amplitud, se anularían sin excepción en el punto central.

La verdad es que las amplitudes no son iguales, como se demuestra en exposiciones más rigurosas que ésta que puedo ofrecerles aquí, por lo cual la anulación es sólo parcial. La amplitud total de la onda luminosa en el punto central resulta ser la mitad de la que supondría la contribución de la zona central por sí sola. Como la intensidad luminosa depende del cuadrado de la amplitud, ello implica que la intensidad en el punto central es la cuarta parte de la que sería si sólo contribuyese la luz procedente de la zona central.

Pues bien, uno de los objetivos del estenope es obstruir todas las zonas, salvo la central. (Según afirman algunos investigadores las obstruye todas, excepto las dos primeras.) Un estenope de dimensiones óptimas permite que al punto central de la película sólo llegue luz de la zona central; con un estenope así, la manchita luminosa central será clara y pequeña, con la luz bien distribuida. Si el estenope no alcanza su tamaño óptimo, sólo contribuirá una parte de la zona central en la iluminación de la película, la mancha luminosa será más apagada y con la luz peor distribuida. Pero si lo rebasa en demasía, las zonas adicionales que abarca harán que

decrezca la claridad de la manchita, al tiempo que aumenta de tamaño.

Lo que se persigue, pues, no es que el estenope sea de un tamaño concreto, sino que la magnitud de éste y su distancia al punto central de la película guarden determinada relación. Así, cuando el objeto a fotografiar se encuentra relativamente alejado, el radio óptimo del estenope viene a coincidir, aproximadamente, con la raíz cuadrada del producto de la longitud de onda de la luz por la distancia entre el orificio y la película.

A partir de la relación mencionada cabe definir una distancia focal de estenope. Este actúa como un objetivo, en el sentido de que proporciona una imagen concentrada de un objeto. Su distancia focal es aproximadamente la longitud de onda de la luz partida por el cuadrado del radio del orificio. Cuando la película diste del estenope una longitud igual a la distancia focal, la manchita luminosa en la película será reducida y clara, pues sólo entonces la zona central llena por completo el estenope y contribuye con su luz al punto central.

Supongamos que el objeto esté cercano. Si hubiéramos de fotografiarlo con un objetivo refringente, podríamos calcular la distancia correcta entre éste y la película aplicando la fórmula llamada de las lentes delgadas, que establece que la inversa de la distancia entre objetivo y película debe ser igual a la inversa de la distancia focal del objetivo menos la inversa de la distancia al objeto. Esta relación mantiene su validez para los estenopes, con tal que la distancia focal se defina de la forma indicada antes; ello permite enfocar una cámara oscura y obtener así una fotografía de la mejor nitidez.

Si el objeto está alejado, la mejor posición de la película es la correspondiente a la distancia focal. Si nos desplazamos hacia el objeto, acortando la separación entre el mismo y el estenope, deberemos incrementar la distancia entre la película y el estenope, a fin de mantener la nitidez óptima en la imagen. Una corrección tal quizá no resulte muy viable, ya que en los estenoscopios suele ser fija la distancia entre estenope y película. En cuyo caso vale la pena sustituir el estenope por otro menor, de suerte que disminuya la distancia focal.

En la práctica no se efectúa ninguna de esas correcciones, dado que la nitidez de la fotografía suele ser aceptable, aun cuando el tamaño del estenope y la distancia entre éste y la película no cumplan la relación óptima. Y si se fotografía una escena cuyos objetos se encuentran a distancias de la cámara que varíen entre límites amplios, en su mayoría aparecerán en la fotografía aceptablemente enfocados. Esta gran profundidad de campo es característica del estenoscopio.

A partir de lo expuesto podemos calcular el tamaño conveniente del estenope, o bien la distancia entre éste y la película, una vez escogido uno de ellos. Pero, ¿cuál de esos datos se elige para calcular el otro? La respuesta la dicta el sentido práctico. En efecto, nadie desea un estenoscopio de varios metros de longitud. Además, queremos una foto perfecta, en la que se aprecien los detalles que nos ofrecen la contemplación directa de la escena. Aquí, precisamente en la nitidez de la imagen, se

Estenopetografía de Kenneth A. Connors

encuentra el punto de partida para empezar a establecer las condiciones de la cámara.

El límite hasta el que el ojo humano es capaz de percibir con nitidez se llama poder separador, magnitud angular que se expresa en radianes. Supongamos que nuestro campo visual abarca dos puntos. En tanto que el ángulo que subtiendan sea superior a determinado valor mínimo, 0,001 radianes aproximadamente, podremos discriminarlos. Cuando dicho ángulo sea menor, sólo veremos un objeto único y borroso. Por ejemplo, dos puntos contiguos, separados un milímetro entre sí y a un metro de nosotros, se encuentran precisamente en el límite de nuestra capacidad para verlos con nitidez. En tal caso bastaría una cámara con ese poder separador; aumentarlo no valdría de nada.

A título demostrativo, supongamos que el fotograma definitivo haya de tener las mismas dimensiones que la película y que vamos a contemplarla a una distancia igual a la existente entre el estenope y la película. Propongámonos fotografiar dos fuentes luminosas puntuales y continuas, cuya separación angular corresponde al poder separador del ojo humano (0,001 radianes). La cámara deberá proyectar sobre la película dos manchitas que apenas se toquen, o que se solapen muy poco. Entonces, al observar la fotografía, podremos verlos como manchitas apenas separadas. El ángulo que formen esas manchitas en nuestro campo visual puede calcularse dividiendo el diámetro del estenope por la longitud de onda de la luz. Sea ésta de 500 nanómetros (aproximadamente el centro del espectro visible); si el ángulo que mide nuestro poder separador es 0,001 radianes, el radio del estenope habrá de cifrarse en 0,25 milímetros.

Determinado este valor a través de la fórmula antes referida se deduce que la

Fotograma gran angular obtenido por John M. Franke con una cámara oscura dotada de una semiesfera de vidrio detrás del estenope

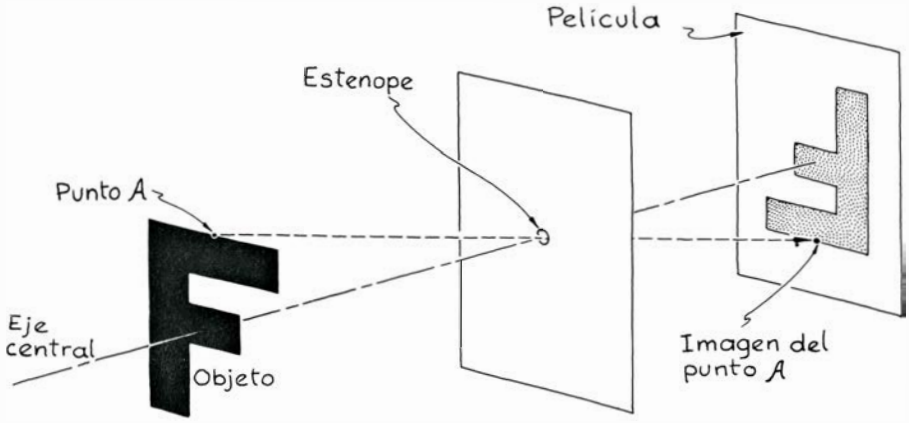
distancia óptima entre el estenope y la película es de 12,5 centímetros. Si duplicáramos el radio del estenope y, de acuerdo con ello, corrigiéramos la distancia de la película al orificio, la nitidez de una foto hecha con esa cámara tendría una calidad doble. Pero si no cambiamos también el tamaño del fotograma y la distancia a la cual lo contemplamos, no habrá manera de advertir la mejora. Por otro lado, la cámara habrá de tener aquí 50 centímetros de longitud (para que la distancia entre el estenope y la película sea la correcta) y se necesitará una película mayor para recoger toda la luz procedente del estenope. Es evidente que la cuantía de la mejora no vale la pena.

Cuando el estenope sea mayor de lo debido, la nitidez perderá calidad, con el inconveniente adicional de que aparecerán detalles falsos en el fotograma. Este efecto, que se llama separación espuria, resulta del solapamiento de las imágenes de varios objetos contiguos. En la ilustración superior de la página siguiente aparece la explicación de Young acerca de la separación espuria de tres barras verticales.

La mayoría de los sistemas de lentes producen una distorsión lineal en las imágenes registradas sobre película. Por ejemplo, un objeto cuadrado puede aparecer como si sus lados fuesen levemente curvos. La mayoría de las cámaras modernas incorporan dispositivos para corregir este fallo. Pero una de las ventajas del estenoscopio es que se encuentra prácticamente libre de distorsión lineal.

El estenoscopio presenta, empero, varios tipos de aberración, incluida la cromática. En efecto, como el radio óptimo del estenope (y, por ello, su distancia focal) depende de la longitud de onda de la luz, la cámara sólo puede optimizarse para una longitud de onda. Entonces, podrá conseguirse la mejor nitidez para esa longitud de onda, pero la que se consiga para las demás longitudes de onda que integran la luz blanca será de peor calidad.

Con película en color, los bordes de las imágenes aparecen borrosos; a veces se aprecian incluso coloreados. Con película en blanco y negro sólo se observa un emborronamiento de los bordes. Para eliminar la aberración cromática suele emplearse película en blanco y negro con un filtro de color colocado ante el estenope. El tamaño del estenope y la distancia de la película al mismo se optimizan para la longitud de onda que deja pasar el filtro. Se eliminan los demás colores y los bordes de la imagen aparecen menos borrosos por aberración cromática.



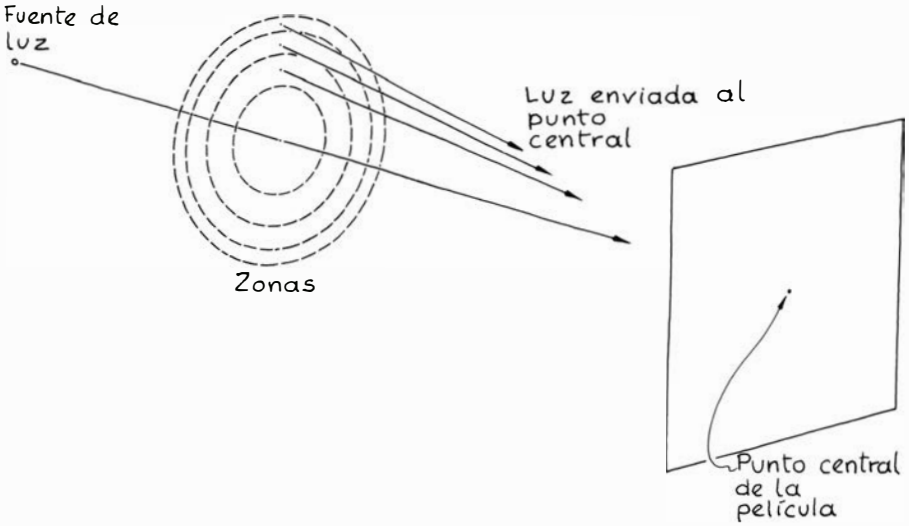
Estenopetografía

Otra aberración que presentan las cámaras oscuras es el astigmatismo, que se manifiesta cuando el objeto fotografiado se encuentra fuera del eje central del estenope. Aquí ocurre que el estenope visto desde el objeto tiene forma elíptica, no circular, y si el objeto es una fuente luminosa puntual, sobre la película se proyectará una manchita elíptica. Además, el lugar de la película sobre el que se proyecta la manchita no estará a la distancia correcta del estenope. Si el centro de la película se coloca a la distancia correcta del orificio, todos los demás puntos de la película quedarán demasiado lejos del orificio, lo que significa que únicamente se obtendrá una nitidez óptima en el centro.

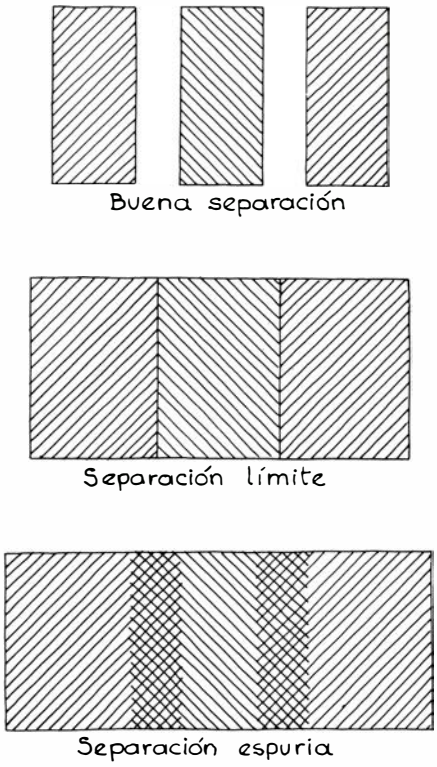
Un problema más grave de las cámaras oscuras es su reducida aptitud para captar luz. Debido a su apertura, habitualmente muy pequeña, se necesitan exposiciones prolongadas. Por ejemplo, si la película está a la distancia focal del estenope y esa distancia es de unos pocos centímetros, el número *f* de la cámara se cifrará aproximadamente en 200. Aunque la pequeña apertura hace que el sistema sea lento, tiene a su favor la gran profundidad de campo de la cámara.

Por varias razones, la intensidad luminosa proyectada sobre la película no es nunca uniforme. Supongamos que van a fotografiarse dos manantiales luminosos puntuales, uno en el eje central y otro fuera de él. La luz procedente de la fuente puntual situada fuera del eje se encuentra con un estenope aparentemente elíptico; en consecuencia, por el orificio atravesará menos luz procedente de ese punto que procedente del situado en el eje. Asimismo, la luz que genera la manchita de fuera del eje ha de recorrer la distancia mayor para llegar a la película y, por tanto, se extiende más, alcanzando así la película con menor intensidad. Por otro lado, esa luz llega a la película bajo un ángulo que esparce aún más la exposición sobre la superficie de la película, reduciéndose más la intensidad.

La limitación del campo responde a otra nueva razón: no todo objeto suficientemente separado del eje central refleja la luz hacia la película, salvo que ésta sea muy ancha o se coloque bastante cerca del estenope. Se ha intentado siempre salvar esa dificultad arri-



Zonas cuya luz contribuye al centro de la película



Tipos de separación

mando la película hacia el estenope, para que pueda obtenerse una fotografía de amplia angulación. Pero este truco tiene un fallo: reduce la nitidez de la foto, ya que la película no estará entonces a la distancia del estenope correspondiente a la nitidez óptima.

Otro procedimiento para aumentar el campo es preparar un soporte para la película en forma de semiesfera, centrada en el estenope. De ese modo, toda la luz que penetre por éste alcanzará la película, incluso la procedente de objetos situados casi a 90 grados respecto al eje central. Otra consecuencia sería un menor debilitamiento de la exposición, ya que la luz incidiría siempre perpendicularmente sobre la película, y mejoraría la nitidez para los objetos separados del eje central, al estar todas las porciones de película a la misma distancia del estenope. Desgraciadamente, la construcción de un soporte semiesférico no resulta muy viable. Una solución de compromiso suficiente podría ser un soporte cilíndrico.

Montaje de Franke para fotos gran angulares

John M. Franke, del Centro de Investigaciones Langley, de la NASA, resolvió esa dificultad de un modo ingenioso. Puso una semiesfera de vidrio inmediatamente detrás del estenope de la cámara, en la cual el soporte de la película era una placa plana normal. Cuando la luz atravesaba el estenope y penetraba en el vidrio, se refractaba. Entonces, la totalidad del campo, que abarcaba 180 grados, se reducía a un cono de luz de 84 grados de abertura. Luego, cuando la luz emergía del vidrio, caía perpendicular a su superficie y, por ello, no se alteraba el ángulo del cono de luz. Esta reducción angular de 180 a 84 grados le permitió a Franke ubicar la película a una distancia del estenope conveniente y, aun así, obtener un fotograma gran angular con un campo de casi 180 grados.

Franke empleó una semiesfera de 25,4 milímetros de diámetro, construida con vidrio BK-7, cuyo índice de refracción es 1,5 aproximadamente. Aunque el diámetro no incide de una manera crítica, con vidrios de diferentes índices de refracción se consiguen diferentes resultados. Puede resultar entretenido ensayar con otros vidrios, e incluso con plásticos de buena calidad. Si se desea un campo de 180 grados, se encontrarán imágenes algo distorsionadas hacia los bordes de la foto.

Hay varias formas de construir un estenope. Préstese atención al orificio, circular y con el borde liso. Young ha conseguido estenopes perfectamente limpios sirviéndose de láminas de latón de 50 micrometros de espesor (como las que se emplean para hacer suplementos espaciadores, etc.). A tal fin, monta una aguja de coser en una fresadora y luego, con el avance vertical de la máquina, impulsa la aguja a través de la delgada lámina de latón, bajo la cual coloca un bloque de plomo recién pulido para evitar que se deforme. Tras eliminar las rebabas del borde del orificio, lo escaría con la punta seca de un compás y vuelve a limpiarlo.

Las láminas de latón que emplea Connors miden de 25 a 50 micrometros de espesor. No se recomiendan plaquitas más gruesas, si se quiere evitar que el orificio se convierta en un cilindro demasiado largo en cuya superficie interior se produzcan más reflexiones de los rayos luminosos. Sobre cartón consistente o madera blanda pulida coloca un trozo de lámina cuadrado. Luego, valiéndose de la punta seca de un compás, Connors practica una pequeña embutición en el trozo de lámina, con cuidado para que la punta no la traspase por completo. Seguidamente, da la vuelta a la pieza y fricciona con tela de esmeril fina el conito formado en el reverso de la embutición. Estas operaciones las repite, 15 veces si es preciso, hasta que aparece un orificio suficientemente ancho para que por él pase la caña de la punta del compás, cuyo diámetro ha medido previamente con un microscopio de retículo graduado, de modo que ya sabe cuál es el tamaño del estenope. Cuando quiere un estenope de diámetro menor que la punta de compás de que dispone, detiene el proceso de agrandamiento antes de que toda la punta penetre en el orificio.

Conseguido el estenope, Connors encola la lámina a un soporte hecho de placa de latón más gruesa (de unos 125 micrometros de espesor), de modo que el estenope quede centrado en un orificio de unos seis o siete milímetros taladrado en la pieza más gruesa. El lado de este conjunto que ha de encararse a la película lo pinta de negro mate para disminuir las reflexiones luminosas en el interior de la cámara. Hay quien opina que también debe ennegrecerse la superficie interna del estenope, pero Connors se opone a estropear la simetría del orificio construido; sólo pinta hasta una profundidad de uno o dos milímetros.

Connors advierte que los estenopes deben mantenerse libres de polvo y, así, guarda cada uno en un saquito de plástico hasta que lo necesita. Periódicamente los examina al microscopio para comprobar si el polvo ha dañado su simetría.

Estos objetivos estenoscópicos pueden montarse, prácticamente, en cualquier tipo de caja hermética a la luz. Yo mismo he visto estenoscopios hechos con cajas de cereales. Trabajando en un cuarto oscuro, el fotógrafo monta un trozo de papel fotográfico en la parte posterior de la caja y desliza la tapa. Luego, para evitar que penetre luz prematuramente en el interior de la caja, coloca un trozo de adhesivo negro so-

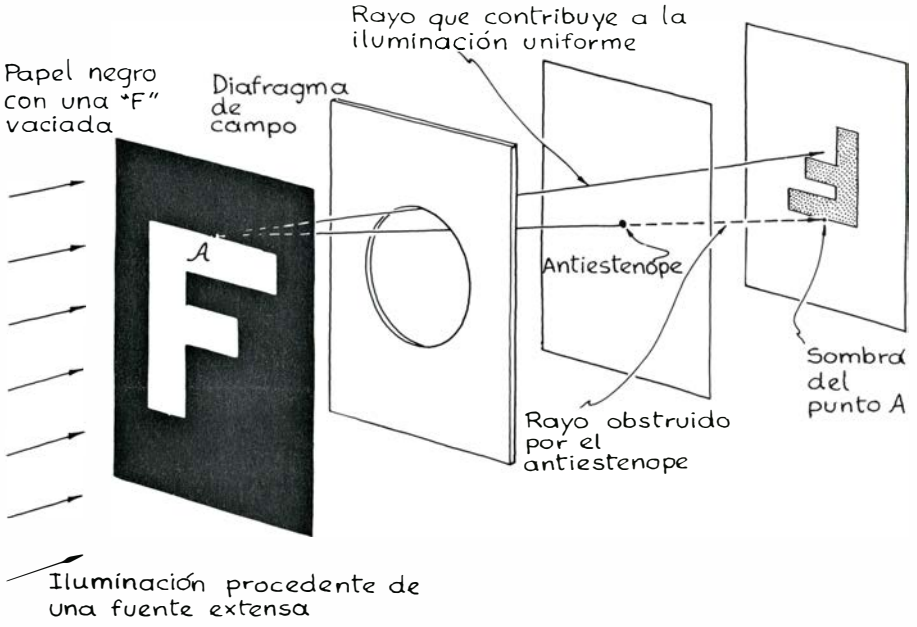
bre el estenope. Cuando todo está listo, efectúa la exposición arrancando el adhesivo del orificio y volviendo a colocarlo después. Una cámara así funciona, desde luego, como estenoscopio, pero tiene dos inconvenientes: sólo puede tomarse una foto cada vez que se saca del cuarto oscuro, y puede emborronarse la foto con la sacudida que resulta de la retirada y reposición del adhesivo.

Por mi parte, prefiero el procedimiento que apunta Young. Sobre la base de su cámara de 35 milímetros monta un tubo telescópico, que existe en el mercado para la mayoría de las cámaras de objetivo desmontable; en su extremo externo sujeta el objetivo estenoscópico. A falta de tubo telescópico, aproveché un tubo postal de cartón que fijé a la base de mi cámara con varias capas de cinta adhesiva negra. La ventaja de este tipo de estenoscopio es que permite la impresión de un carrete de película entero. Da la coincidencia de que mi cámara es un modelo reflex de objetivo simple, por lo que pude observar una imagen tenue de la escena antes de tomar cada foto.

En la estenopetografía, la luz atraviesa un orificio para generar una imagen: en la antiestenopetografía de Cohen, un antiestenope, u obstáculo, proyecta una imagen negativa del objeto. Este dispositivo constituye el complemento óptico del estenope. Aquí, la pantalla y el orificio están sustituidos por un pequeño obstáculo de sección circular. Así, la luz que hubiera pasado por el estenope queda obstruida, y la luz que hubiera sido obstruida por la pantalla llega a la película, dando una imagen negativa. El fotograma antiestenoscópico final es similar al estenoscópico, con una salvedad: las zonas claras y oscuras aparecen intercambiadas.

En las imágenes que proyectan los antiestenopes de Cohen no interviene la difracción de la luz, pues los antiestenopes son demasiado grandes para originar figuras de difracción importantes. La imagen la crea sencillamente la obstrucción de los rayos luminosos procedentes del objeto. Toda manchita que aparece en la película registra la sombra de una porción del objeto que se encuentra en la intersección del objeto con la recta definida por la manchita y el antiestenope.

Los fotogramas obtenidos con antiestenopes tienen peor contraste que los fotogramas estenoscópicos, porque los dispositivos antiestenoscópicos permiten que a la película llegue casi toda la luz procedente de la escena. De esa luz, la mayor parte es una iluminación uniforme que no sirve para nada y que



Montaje antiestenoscópico de Adam Lloyd Cohen

simplemente reduce el contraste de la imagen. Es el resto de la luz, la fracción no uniforme, la que transporta la información acerca del objeto. El contraste mejorará si hubiera alguna forma de disminuir la iluminación uniforme, o aumentar la proporción de luz no uniforme responsable de la información acerca del objeto.

La desigualdad entre ambas iluminaciones puede aumentarse si el antiestenope se acerca a la película; ahora bien, lo mismo que ocurría en la estenopetografía, esa medida rebaja la nitidez del fotograma. No obstante, Cohen afirma que con gusto sacrifica algo de nitidez para conseguir un contraste suficiente que deje reconocer la imagen en la foto.

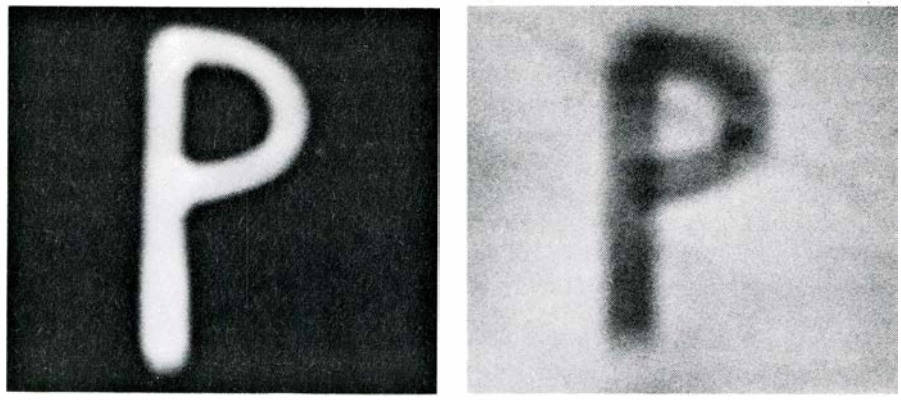
Parte de la iluminación uniforme proviene de porciones de la escena no importantes para el fotograma. Para reducir esta iluminación irrelevante, Cohen sitúa un diafragma de campo (una pantalla con un orificio mayor que el antiestenope) delante del antiestenope. El orificio es lo suficientemente ancho para que las porciones extremas del objeto iluminen los bordes de la película, y lo suficientemente pequeño para impedir que el resto de la escena llegue a la película.

El coloreado de las imágenes antiestenoscópicas puede ser sorprendente. Cuando se fotografía un breve conjunto de objetos de diferentes colores, la imagen de cada uno suele aparecer con un color diferente al suyo. Este cambio depende del color que da la combinación de los colores de los objetos del conjunto. Si la combinación da blanca, cada color del conjunto cambia a su complementario en la fotografía; un objeto rojo dará una imagen cuyo color será la sustracción de blanco menos rojo (puesto que el antiestenope bloquea el rojo procedente del objeto). Por consiguiente, el color de la sombra es el azul verdoso llamado cian, complementario del rojo. Correspondientemente, un objeto verde crea una sombra magenta.

Algunas de las propiedades de las cámaras oscuras las comparten por igual los antiestenoscopios. Su campo es grande, el ajuste del aumento se consigue variando la distancia entre el estenope y la película y no existe distorsión lineal. En los antiestenoscopios puede evitarse el astigmatismo si el antiestenope se construye esférico, pues así toda la luz, procedente del objeto en dirección a la película, se ve interceptada por un obstáculo de sección circular, aun cuando el objeto esté muy separado del eje central de la cámara.

Otra diferencia entre ambos tipos de fotografía: una serie de estenopes alineados entre el objeto y la película no producen fotogramas, lo que sí ocurre en una serie de antiestenopes. Ello se debe a que las pantallas donde se perforan los estenopes impiden que la luz se proyecte sobre la sucesión de estenopes más cercanos a la película; por el contrario, los antiestenopes se interfieren muy poco. La ilustración inferior de la página siguiente es una fotografía obtenida por Cohen con una serie de antiestenopes que colocó entre un anillo brillante y la película. Cada antiestenope produce su propia imagen en negativo del anillo.

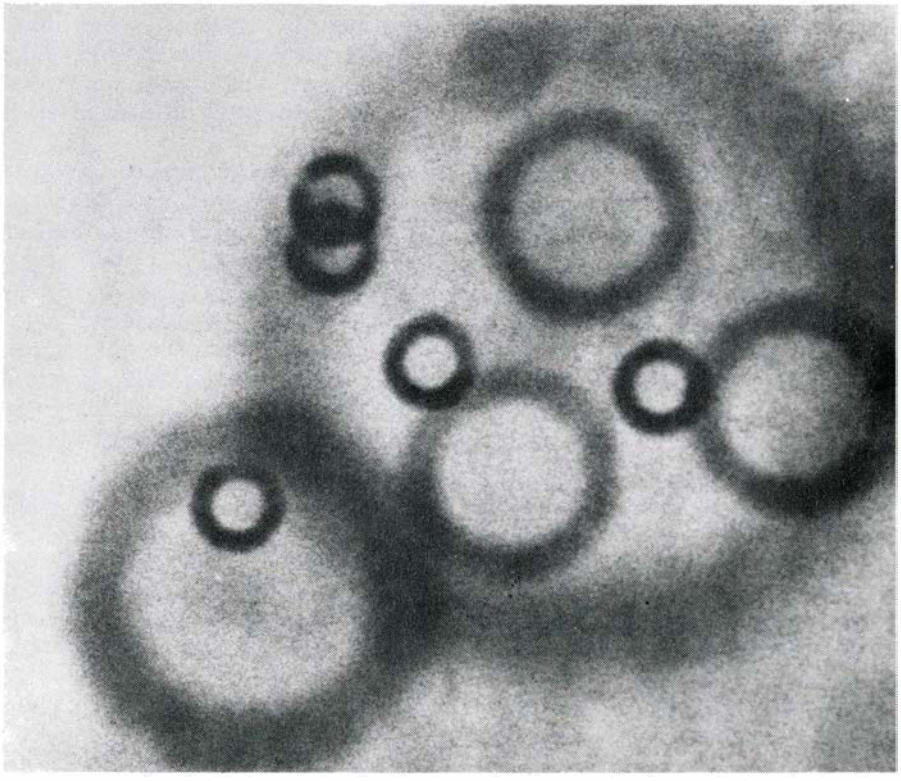
A quienes pueda interesar la anties-



*Estenopetografía (**izquierda**) y antiestenopetografía de una P recortada en papel obtenidas por Cohen*

tenopetografía, Cohen les ofrece las sugerencias siguientes. Como antiestenope se utilizará una manchita redonda de pintura negra depositada sobre un trozo de vidrio o acetato limpio; no es crítico el tamaño de la manchita y, en lugar de ella, puede pegarse un redondel, como los que usan para rotular y expenden las tiendas de artículos para oficina. Cohen recomienda que el redondel no sea muy pequeño, que permita conservar el contraste del fotograma. Se aconseja una escena con mucho contraste para que el fotograma también lo muestre. La experimentación en antiestenopetografía puede comenzarse recortando figuras en papel negro opaco e iluminándolas por detrás con una fuente de luz extensa.

Sobre las fotografías estenoscópica y antiestenoscópica hay muchas más cosas que saber además de lo que yo les he explicado aquí. En *Optica Acta* no tardará en aparecer una descripción del trabajo de Connors bajo el título "Antipinhole Imaging" (Imágenes con antiestenoscopios). Parte de los trabajos más exhaustivos acerca de la estenopetografía, tanto experimentales como teóricos, pueden encontrarse en una serie de artículos publicados por Connors en *Interest*, una revista editada por él y que se le puede solicitar a School of Pharmacy, University of Wisconsin, Madison, Wis. 53706. Sus últimos artículos han versado acerca de las condiciones de nitidez y definición óptimas, el calibrado de una cámara para regular el contraste y la relación entre estenoscopios y óptica de las redes zonales.



Anillo brillante, fotografiado por Cohen a través de una serie de antiestenopes

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

INTENSIFICADOR DE IMAGENES POR MICROCANALES

CHANNEL ELECTRON MULTIPLIERS. Tres números especiales de *Acta Electronica*: vol. 14, n.º 1, enero, 1971; vol. 14, n.º 2, abril, 1971; vol. 16, n.º 1, enero, 1973.

SECONDARY ELECTRON EMISSION MULTIPLIERS AS PARTICLE DETECTORS. W. E. Baumgartner y W. K. Huber en *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, vol. 9, n.º 5, págs. 321-330; mayo, 1976.

MICROCHANNEL PLATE DETECTORS. Joseph L. Wiza en *Nuclear Instruments and Methods*, vol. 162, págs. 587-601; 1979.

HIPOCRATES

LA CURACIÓN POR LA PALABRA EN LA ANTIGÜEDAD CLÁSICA. P. Laín. Revista de Occidente; Madrid, 1958.

ENFERMEDAD Y PECADO. P. Laín. Editorial Toray. Barcelona, 1961.

THERAPEIA. Luis Gil. Ediciones Guadarrama; Madrid, 1969.

HIPÓCRATES Y LA NOSOLOGÍA HIPOCRÁTICA. E. Vintró. Editorial Ariel; Barcelona, 1973.

TRACTATS MÈDICS, Hipòcrates. Traducción catalana de Alsina-Vintró. "Fundació Bernat Metge", n.os 184 y 196; Barcelona, 1972-1976.

LA MEDICINA HIPOCRÁTICA. Dirigido por P. Laín. Editado por el C.S.I.C.; Madrid, 1976.

REPARACION INDUCIBLE DEL ADN

recA PROTEIN PROMOTES HOMOLOGOUS-PAIRING AND STRAND-EXCHANGE REACTIONS BETWEEN DUPLEX DNA MOLECULES. Stephen C. West, Era Cassuto y Paul Howard-Flanders en *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, vol. 78, n.º 4, págs. 2100-2104; abril, 1981.

PURIFIED *lexA* PROTEIN IS A REPRESSOR OF THE *recA* AND *lexA* GENES. John W. Little, David W. Mount y Celeste R. Yanisch-Perron en *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, vol. 78, n.º 7, págs. 4199-4203; julio, 1981.

ANILLOS DEL SISTEMA SOLAR

JUPITER'S RINGS. Tobias Owen, G. Edward Danielson, Allan F. Cook, Candice Hansen, Virginia L. Hall y Thomas C. Duxbury en *Nature*, vol. 281, n.º 5731, págs. 442-446; 11 de octubre de 1979.

ENCOUNTER WITH SATURN: VOYAGER 1 IMAGING SCIENCE RESULTS. Bradford A. Smith, Lawrence Soderblom, Reta Beebe, Joseph Boyce, Geoffrey Briggs, Anne Bunker, Stewart A. Collins, Candice J. Hansen, Torrence V. Johnson, Jim L. Mitchell, Richard J. Terrile, Michael Carr, Allen F. Cook II, Jeffrey Cuzzi, James B. Pollack, G. Edward Danielson, Andrew Ingersoll, Merton E. Davies, Garry E. Hunt, Arnold Masursky, Eugene Shoemaker, David Morrison, Tobias Owen, Carl Sagan, Joseph Veverka, Robert Strom y Verner E. Suomi en *Science*, vol. 212, n.º 4491, págs. 163-191; 10 de abril de 1981.

LAS FASES FLUIDAS DE LA MATERIA

STATES OF MATTER. David L. Goodstein. Prentice-Hall, Inc., 1975.

THEORY OF SIMPLE LIQUIDS. Jean Pierre Hansen e Ian R. McDonald. Academic Press, 1976.

WHAT IS "LIQUID"? UNDERSTANDING THE STATES OF MATTER. J. A. Barker y D. Henderson en *Reviews of Modern Physics*, vol. 48, n.º 4, págs. 587-671; octubre 1976.

PATRONES DE COLORACION DE LAS MARIPOSAS DIURNAS Y NOCTURNAS

WING PATTERN FORMATION IN LEPIDOPTERA: A MODEL. H. Frederik Nijhout en *The Journal of Experimental Zoology*, vol. 206, n.º 2, págs. 119-136; noviembre 1978.

ONTOGENY OF THE COLOR PATTERN ON THE WINGS OF *PRECIS COENIA* (LEPIDOPTERA: NYMPHALIDAE). H. Frederik Nijhout en *Developmental Biology*, vol. 80, n.º 2, págs. 275-288; diciembre, 1980.

PATTERN FORMATION ON LEPIDOPTERAN WINGS: DETERMINATION OF AN EYESPOT. H. Frederik Nijhout en *Developmental Biology*, vol. 80, n.º 2, págs. 267-274; diciembre, 1980.

ESTABLECIMIENTO BALLENERO VASCO DEL SIGLO XVI EN EL LABRADOR

BALLENEROS CÁNTABROS. Rafael González Echegaray. Editado por la Institución Cultural de Cantabria (C.S.I.C.) y la Caja de Ahorros de Santander. Santander, 1978.

LOS BALLENEROS VASCOS EN CANADA ENTRE CARTIER Y CHAMPLAIN. Selma Huxley Brakham. Real Sociedad Vascongada de los Amigos del País, 1979.

DIVERS FIND SUNKEN BASQUE GALLEON IN LABRADOR. Selma Huxley Barkham and Robert Grenier en *Canadian Geographical Journal*, vol. 97, n.º 3, págs. 60-63; julio, 1979.

EL REVESTIMIENTO DEL INTESTINO DELGADO

TRANSPORT ACROSS THE INTESTINAL MUCOSAL CELL: HIERARCHIES OF FUNCTION. D. S. Parsons y C. A. R. Boyd en *International Review of Cytology*. vol. 32, págs. 209-255; 1972.

THE INTESTINAL CELL SURFACE: PROPERTIES OF NORMAL, UNDIFFERENTIATED, AND MALIGNANT CELLS. Kurt J. Isselbacher en *The Harvey Lectures*, vol. 69, págs. 197-221; 1973-74.

FIFTEEN YEARS OF STRUGGLE WITH THE BRUSH BORDER. Robert K. Crane en *Intestinal Absorption and Malabsorption*, dirigido por T. Z. Csáky. Raven Press, 1975.

TEMAS METAMAGICOS

SIMPLE MATHEMATICAL MODELS WITH VERY COMPLICATED DYNAMICS. Robert M. May en *Nature*, vol. 261, n.º 5560, págs. 459-467; 10 de junio de 1976.

ITERATED MAPS ON THE INTERVAL AS DYNAMICAL SYSTEMS. Pierre Collet y Jean-Pierre Eckmann. Birkhauser Boston, Inc., 1980.

UNIVERSAL BEHAVIOR IN NONLINEAR SYSTEMS. Mitchell J. Feigenbaum en *Los Alamos Science*, págs. 4-27; verano de 1980.

TALLER Y LABORATORIO

PINHOLE IMAGERY. M. Young en *American Journal of Physics*, vol. 40, n.º 5, págs. 715-720; mayo, 1972.

FIELD-WIDENED PINHOLE CAMERA. John M. Franke en *Applied Optics*, vol. 18, n.º 17, págs. 2913-2914; septiembre, 1979.

Taller y laboratorio

Meditaciones en torno a las burbujas formadas en una botella de cerveza

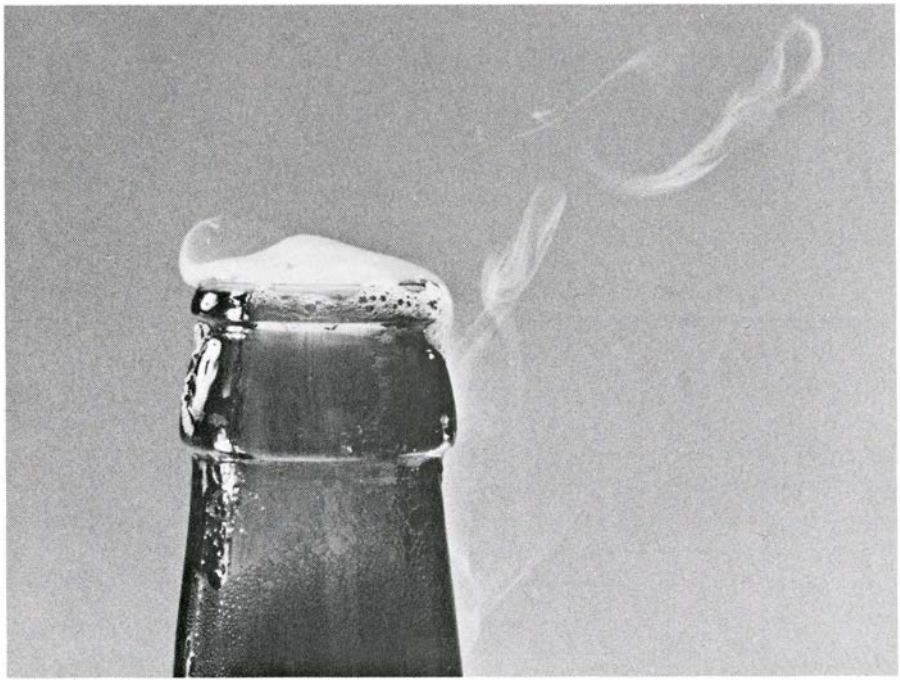
Jearl Walker

La efervescencia de la cerveza y demás refrescos carbónicos se debe al anhídrido carbónico que queda disuelto en el líquido, una vez embotellado, o enlatado, a presión. Sin ese anhídrido carbónico disuelto, el gusto y olor de la bebida serían muy diferentes. Cuando se abre el envase, la presión interior se libera y el anhídrido carbónico sale lentamente de la solución en forma de gas.

Al destapar una botella de cerveza, la variación brusca de presión que sufre el gas que está en contacto inmediato con la cerveza provoca una turbulencia suave y cavitación (o formación de vacíos parciales) en la superficie; ello da lugar a la aparición de burbujas de anhídrido carbónico, que revientan enseguida. El cambio de presión genera, asimismo, un leve vaho en la zona contigua a la boca de la botella abierta. Este vaho lo forman dos componentes: grandes gotas, que la cavitación lanza hacia arriba, y otras gotitas, menores, que se condensan y separan del gas saliente (aire, vapor de agua y anhídrido carbónico).

Para mí, la condensación se manifiesta mejor cuando la botella de cerveza está ligeramente fresca. La presión que reina en el vapor de la zona inmediata al líquido es entonces mayor que si la botella estuviera fría. Tan pronto se abra la botella, esa bolsa de gas se dilatará bruscamente sobre la atmósfera inmediata al cuello de la botella. Tal dilatación de gas consume energía, dado que la bolsa de gas ha de abrirse camino hacia la atmósfera: el gas debe realizar un trabajo aplicando una presión que desplace una superficie de separación (entre el gas y la atmósfera).

Como la expansión es muy rápida, no da tiempo a que se transfiera al gas energía de la cerveza, ni de la botella o la atmósfera: el gas va impulsado por la energía cinética de sus propias moléculas. Estas se encuentran animadas de un movimiento caótico, al que corresponde una energía cinética cuya medida indirecta es la temperatura del gas. Cuando las moléculas pierden energía, se mueven más despacio y baja la temperatura del gas. Esta disminución de temperatura hace que el vapor de agua se condense en gotitas, formando el vaho que se acumula momentáneamente sobre la boca de una botella de cerveza recién abierta.



Vaho que se genera en una botella de cerveza recién abierta

Cuando se vierte en el vaso, la turbulencia y cavitación son mucho mayores y el líquido atrapa aire, que forma burbujas. En las zonas donde la turbulencia hace que disminuya la presión de la cerveza, las moléculas de anhídrido carbónico disueltas se reúnen para formar burbujas, que crecen a medida que van recogiendo más anhídrido carbónico. Por ser la densidad de las burbujas mucho menor que la de la cerveza, se elevan hasta la superficie, originando allí la consabida masa espumosa.

Una broma pesada muy corriente consiste en agitar, subrepticiamente, un envase cerrado de cerveza, o de cualquier otro refresco, y ofrecérselo luego a alguien. Cuando el embaucado de turno lo abre, su contenido sale disparado empapándolo sin remisión. ¿A qué obedece ese fenómeno? A que la agitación produce una turbulencia tan intensa en el líquido que algunas bolsas pequeñas de gas se escapan de la solución en las zonas donde la turbulencia reduce la presión local.

Al abrir una botella de cerveza que no se haya agitado, el anhídrido carbónico sólo dispone de un sitio importante por el que salir de la solución: la superficie libre de la cerveza. Pero las cosas ocurren de otro modo en el caso de un envase de cerveza agitado: se generan cientos, y hasta millares, de diminutas burbujas, cada una de las cuales ofrece una superficie por donde el anhídrido carbónico sobrante puede huir de la solución. Entonces, al destapar el envase, el paso del anhídrido carbónico de disuelto a no disuelto es tan veloz que se produce la expulsión de líquido.

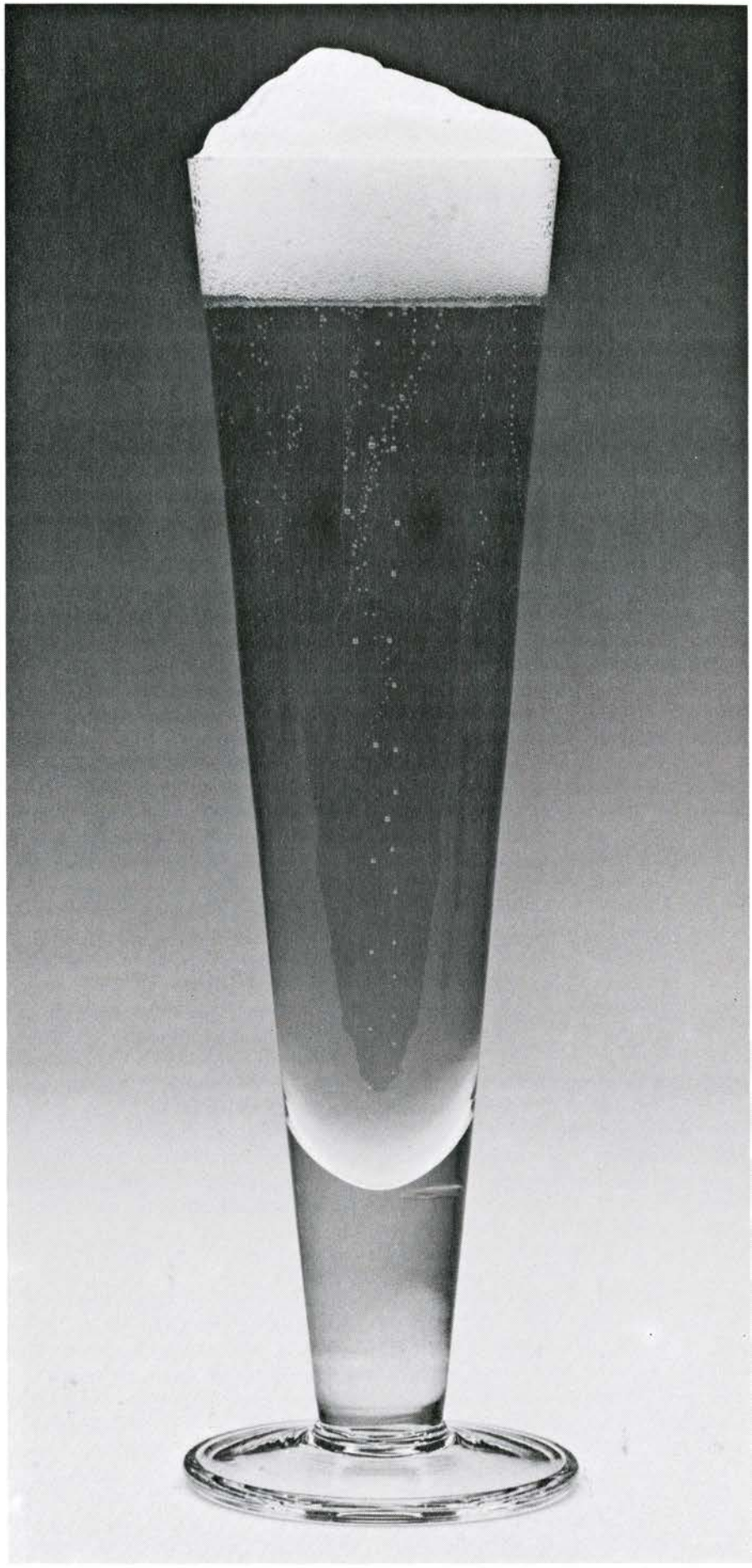
En un vaso de cerveza sin espuma, el anhídrido carbónico sale más pausado de la solución. Aquí las burbujas se forman, se desprenden de la pared del vaso y suben a la superficie, donde acaban reventando. Las burbujas se generan todas en la pared o en el fondo, si bien lo hacen exclusivamente en las irregularidades de la superficie del vidrio o donde se haya alojado una mota de polvo. Ello se debe a que, en ausencia de cavitación, las burbujas necesitan núcleos de condensación. Pero no son los núcleos de condensación en sí los que engendran las burbujas, sino el aire y el anhídrido carbónico que se absorbe en la superficie de los mismos.

Imaginemos que hubiera una pequeña grieta en el interior del vaso. En ella podría alojarse aire cuando lo llenáramos de cerveza. Dicha bolsa de aire ofrecería una superficie por donde escapar de la solución el anhídrido carbónico. Empezaría entonces a desarrollarse una burbuja de anhídrido carbónico, que acabará haciéndose suficientemente grande para desprenderse y salir a la superficie. Por otro lado, es probable que en la grieta quede aire y anhídrido carbónico suficientes para estimular la formación de otra burbuja.

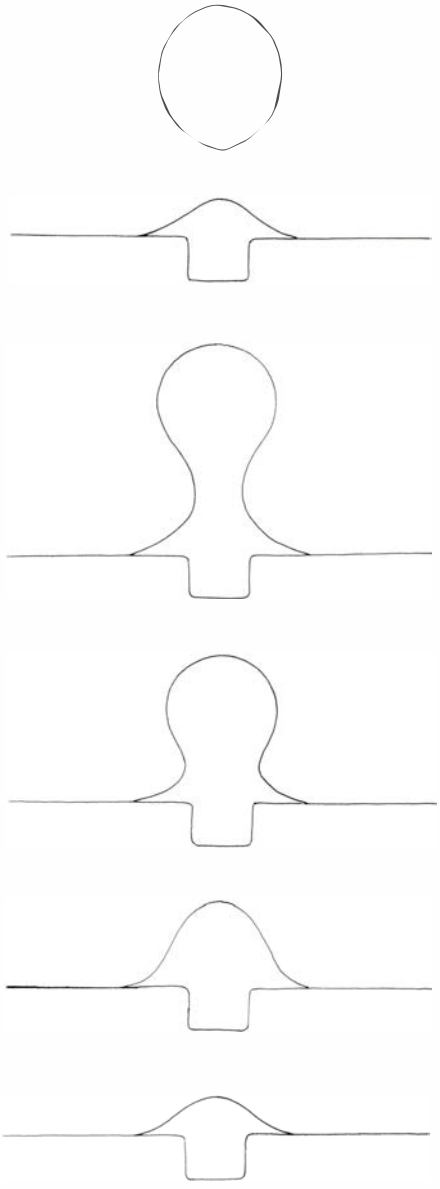
Una mota de polvo ejerce el mismo efecto si en su superficie hay aire absorbido. En una cerveza, como en cualquier otro refresco, puede fomentarse la formación de burbujas añadiendo una superficie sólida sobre la que pueda absorberse aire. Quizás el lector ya haya advertido que al introducir cubitos de hielo en un refresco carbónico aumenta el ritmo de producción de burbujas, con la efervescencia consiguiente. Lo que sucede en este caso es que en la superficie del hielo permanecen atrapadas minúsculas burbujas de aire y, cuando se funde dicha superficie, quedan al descubierto las bolsas de aire; éstas actúan entonces de núcleos, o franquicia, por donde escapará de la solución el anhídrido carbónico.

Toda burbuja formada a partir del aire contenido en una grieta de un vaso lleno de cerveza no es nunca esférica. A medida que en la burbuja penetra más anhídrido carbónico, crece la misma y se alarga hacia arriba. Además, cambia de forma. A medida que dilata su volumen, la superficie de arriba permanece más o menos semiesférica; la porción inferior, en cambio, se estrecha formando un cilindro. Se trata de un cilindro inestable: si la burbuja prosigue en su expansión y el cilindro continúa estrechándose, llegará un momento en que éste acabe por desinflarse, escapándose así la burbuja.

En la formación de una burbuja a partir del aire contenido en una grieta intervienen dos fuerzas. Por una parte, como el gas es menos denso que la cerveza, el empuje de Arquímedes lo impulsa hacia arriba, separándolo de la grieta. Por otra, la fuerza que contrarresta el empuje de Arquímedes es, al menos inicialmente, la tensión superficial existente en la superficie de separación entre la cerveza y el gas. Esta fuerza tiene su origen en la atracción mutua entre las moléculas de líquido que forman dicha superficie, y su efecto es la tensión que sufre la misma. En todos los puntos de la superficie curva de separación, la fuerza debida a la tensión



Nacimiento de burbujas en un vaso de cerveza alto



Formación de burbujas en una grieta

superficial es perpendicular a la superficie. Inmediatamente después de que la burbuja comienza a formarse, esa fuerza es un vector que apunta hacia el centro de la burbuja, o sea, hacia abajo.

La burbuja, al desarrollarse, hace que aumente el empuje de Arquímedes y éste acaba venciendo la tensión superficial. Ambas fuerzas opuestas no entablan un simple tira y afloja en sentidos contrarios. El empuje tira de la burbuja cada vez más, alargándola a partir de la grieta, y así la parte inferior comienza a adquirir la forma de un cilindro con la superficie lateral cóncava. Cuando se ha estirado la burbuja hacia arriba lo suficiente, la tensión superficial del cilindro ya no puede aguantar más la situación y el cilindro desaparece proyectando la parte superior de la burbuja. En ese momento, la tensión superficial confiere a la burbuja una forma algo más parecida a una esfera.

¿Por qué no se forman burbujas en los envases cerrados y en los abiertos dejan de formarse al cabo de una hora aproximadamente? En un envase cerrado, la presión relativamente elevada que reina en el líquido (debida a la que ejerce el gas encerrado en la parte superior) crea una presión elevada en el gas absorbido por los núcleos de formación; en éstos hay unas diminutas bolsas de gas donde entran y salen constantemente moléculas de anhídrido carbónico. Al estar la cerveza en equilibrio, el número de moléculas que entran por segundo es igual al de moléculas que salen, ya que la elevada presión existente en la bolsa de gas impide que en ella penetren moléculas adicionales que ensanchen la burbuja.

Pero una vez abierto el envase, disminuye la presión del gas, penetran más moléculas y la burbuja crece. Este proceso se interrumpe periódicamente cada vez que se desprende una burbuja; pese a ello, prosigue hasta que la reserva de moléculas de anhídrido carbónico se reduce sustancialmente. En este punto, el número de moléculas que penetra vuelve a igualarse al de moléculas que salen, y cesa el crecimiento de la burbuja.

El tamaño de las burbujas aumenta a medida que ascienden. La razón principal de ello estriba en que se desplazan hacia zonas de presión hidrostática cada vez menor, y pueden así dilatarse. Un buceador que haya pasado algún tiempo sumergido sufrirá las consecuencias de este fenómeno si emerge con demasiada rapidez. Lo que le ocurrirá es que, bajo presión, el nitrógeno contenido en el aire se le disolverá en la sangre; y, al remitir la presión, se le formarán burbujas en los fluidos orgánicos y padecerá los síntomas de la llamada enfermedad de los buzos. Con un ascenso más lento, el nitrógeno podrá ser reabsorbido por la sangre y eliminado en los pulmones.

Cuando una burbuja llega a la superficie de la cerveza, perdura varios minutos antes de reventar. Esta burbuja no es esférica, ni mucho menos. La presión hidrostática subyacente, e inmediata, a la burbuja (sea éste el punto *A*) debe ser igual a la presión existente en todo punto situado a la misma altura y a gran distancia de la burbuja; de lo contrario, se organizaría una corriente de cerveza entre ambos puntos. En *B* la presión hidrostática resulta de la presión atmosférica y del peso de la cerveza que se encuentra sobre dicho punto. En *A* actúa la misma presión atmosférica, pero el peso del líquido existente encima es ínfimo porque allí sólo hay una delgada película de líquido. ¿Cómo pueden ser entonces iguales las presiones en *A* y *B*?

La presión adicional en *A* la proporciona la tensión superficial de la bóveda arqueada que forma la parte superior de la burbuja. La curvatura de esta bóveda contribuye con una fuerza dirigida hacia abajo. La tensión superficial del fondo cóncavo de la burbuja contribuye con una fuerza dirigida hacia arriba. El fondo no es, empero, tan curvo como la parte superior y la fuerza dirigida hacia arriba será, pues, menor. La forma de una burbuja flotante da origen a una fuerza resultante dirigida hacia abajo, lo que determina que la presión inmediatamente debajo de la burbuja aumente hasta el valor de equilibrio.

Si la burbuja llega a la superficie junto a la pared del recipiente, se avanza hacia ella y se le adhiere. Si hay otra burbuja cercana, se aproximan mutuamente. La atracción entre dos burbujas, o entre una burbuja y la pared, se debe a la desigualdad de las presiones existentes en las superficies que rodean a una burbuja. Entre dos burbujas cercanas la superficie de líquido es curva, no plana como en otras direcciones. Se trata de una curva cóncava, lo que significa que la fuerza debida a la tensión superficial empujará hacia arriba y, en consecuencia, disminuirá la presión en el seno de la cerveza situada cabe la superficie curva. En las demás zonas de las burbujas no remite la presión, porque la superficie de líquido es plana. En resumen, las burbujas salen al encuentro impulsadas por la desigualdad de las presiones.

Cuando una burbuja se encuentra próxima a la pared, la superficie de líquido comprendida entre la burbuja y la pared es más curva que la superficie del líquido situado en el lado opuesto de la burbuja. Vuelve a darse aquí que la curvatura genera una tensión superficial que reduce la presión en la zona superficial del líquido; la burbuja se ve impelida hacia la pared.

Si dos burbujas idénticas se tocan, su pared común, llamada lamela, es plana: a ambos lados de la misma las presiones de gas son iguales. Si las burbujas no son del mismo tamaño, la lamela se curva para que se originen presiones iguales en ambas caras. En este caso, las presiones son inicialmente distintas porque difieren las tensiones superficiales de las burbujas. La burbuja mayor, cuyo radio de curvatura es mayor, tiene una presión interna me-

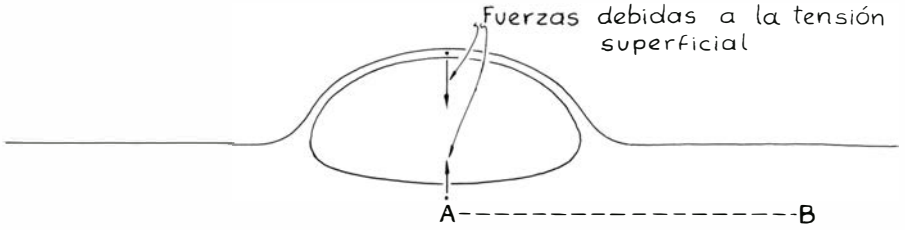
nor porque la tensión superficial de su pared es menor también. Así, cuando una burbuja grande entre en contacto con otra más pequeña, la pared común a ambas se adentrará en la burbuja mayor, de modo que la variación de tensión superficial debida a tal abombamiento nivele las presiones en ambas. (En una espuma de burbujas de múltiples tamaños diferentes no es posible una igualación absoluta de las presiones.)

En una espuma ideal cuyas burbujas tuvieran todas el mismo tamaño, las burbujas se organizarían en grupos de tres, en contacto unas con otras; y sus lamelas se intersecarían simétricamente en un punto llamado límite de Plateau (en honor de Joseph A. F. Plateau, quien estudió las pompas de jabón en el siglo XIX). Esta organización es la más estable frente a las sacudidas.

Aun cuando una espuma de cerveza estuviera formada por burbujas iguales y organizadas del modo descrito, se vendría abajo a los pocos minutos. Ni es ajena a ello la gravedad, que hace salir líquido de entre las lamelas, adelgazándolas hasta que su espesor queda sólo entre 20 y 200 nanómetros. Luego se estabilizan durante un rato, hasta que alguna sacudida fortuita procedente del entorno las mengua hasta unos cinco nanómetros, momento en que revientan.

La salida de líquido viene favorecida por una curiosa interacción de tensiones superficiales en el interior de las lamelas. Entre cada dos burbujas las superficies de la lamela son relativamente planas, de baja tensión superficial por tanto. En el lugar donde concurren tres lamelas para formar un límite de Plateau, empero, las superficies son curvas, las tensiones superficiales correspondientes son mayores y la presión en el seno de la zona de intersección es distinta de la que reina en la zona plana. Por ser convexas las superficies contiguas a la intersección, las fuerzas debidas a sus tensiones superficiales actúan alejándose de la intersección, reduciendo así la presión en el seno de la misma. La presión en el límite de Plateau resulta inferior a la existente en cualquier otro punto de las lamelas, con el efecto de que se aspira líquido desde las lamelas hacia el límite de Plateau y éstas pierden grosor.

La disminución paulatina del número de burbujas de una espuma resulta, además, de la difusión del gas que encierran a través de las delgadas paredes de las burbujas. Cuando una burbuja pequeña entra en contacto con otra mayor y no pueden igualar sus presiones en la pared común, la mayor presión reinante en la burbuja pequeña impulsa a parte del gas a disolverse en la pared. Este gas se difunde entonces y penetra en la burbuja mayor. Y es así como la burbuja grande se come a la chica.



Forma de una burbuja en la superficie de un vaso de cerveza

En la resistencia de una espuma tiene mucho que ver la viscosidad superficial de las lamelas. No ha de confundirse la viscosidad superficial con la volúmica, que es la viscosidad del líquido comprendido entre ambas superficies. La viscosidad de las superficies es tan elevada que podrían adquirir una consistencia casi rígida, al menos hasta que las tensiones y esfuerzos cortantes que sufren alcancen determinado valor crítico, en cuyo instante cederán y la burbuja reventará.

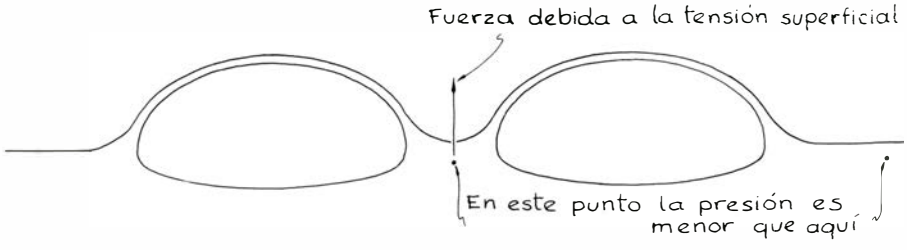
Hay espumas en las que fuerzas eléctricas contribuyen a consolidar las burbujas. En efecto, en cada una de las superficies de la lamela que separa dos burbujas contiguas puede encontrarse una capa de moléculas cargadas; entonces, cuando la lamela se adelgaza al perder líquido, las capas cargadas se aproximan entre sí y su repulsión mutua impide, o retrasa, la desaparición de la lamela.

Aunque tales capas dobles de cargas eléctricas sean importantes en ciertos tipos de espuma, ignoro si desempeñan un papel decisivo en la estabilización de la espuma de cerveza. En el caso de la cerveza no se conocen todavía bien los factores estabilizantes. Todo indica que las proteínas intervienen, así como los lúpulos curados. Otros ingredientes, verbigracia, sales de cobalto, hierro, níquel y cinc, se añaden para prolongar la vida de la masa espumosa o para reforzar la adherencia de las burbujas pequeñas a la zona de cristal que queda por encima de la espuma cuando se inclina el vaso.

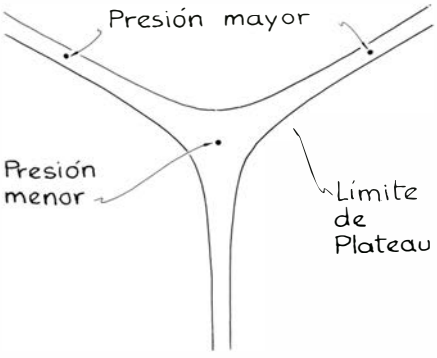
Aunque me viene de lejos la afición a las burbujas de cerveza (por motivos científicos, desde luego), no había caído en la cuenta de cierto fenómeno hasta que Craig Cook, alumno de la Universidad estatal de Cleveland, me lo mostró. Puede apreciarse en los vasos para cerveza Pilsner, tan estimados por los bebedores entendidos. Los vasos Pilsner son bastante anchos por la boca y se van estrechando hasta formar apenas una pequeña concavidad en el fondo. Para facilitar su manejo, el extremo cónico está inmerso en un grueso cilindro de vidrio. La singularidad de los vasos Pilsner reside en que la principal producción de burbujas se da en el fondo estrecho y cónico, donde puede verse el nacimiento de una corriente uniforme de burbujas, ninguna de las cuales tiene inicialmente un diámetro superior a unos 0,5 milímetros. En las paredes se forman burbujas en número mucho menor.

Las paredes se presentan perfectamente pulidas, mientras que el fondo parece áspero y lleno de diminutas crestas y grietas. Si uno de estos vasos está limpio y seco antes de recibir la cerveza, en las grietas quedarán atrapadas bolsas de aire, donde germinarán burbujas de anhídrido carbónico. Las burbujas se desprenderán en seguida de las grietas, y comenzarán su ascenso cuando todavía son pequeñas. Tan rápida producción de diminutas burbujas originará una corriente que se elevará hasta el centro de la superficie de la cerveza.

Es característico de las burbujas que nacen en las paredes del vaso que sean



Distribución de presiones en torno a dos burbujas



Lamelas que se forman en la reunión de tres burbujas

mucho mayores que las nacidas en el fondo. ¿Por qué? Entre otras razones, porque las burbujas del fondo sufren una presión hidrostática mayor y, en consecuencia, han de ser más pequeñas. Yo veo otro motivo en el grado de rugosidad. Hay en el fondo numerosos lugares contiguos donde pueden nacer burbujas, aunque ninguno de ellos sea capaz de crear una base suficientemente ancha para generar una burbuja grande. Además, la turbulencia que generan las burbujas cercanas al desprenderse de los puntos de nucleación limita asimismo el tamaño de las burbujas.

No me fue posible encontrar burbujas que se originaran en las paredes; cabe pensar que a causa de falta de bolsas de aire. Cuando sumergí en un vaso de cerveza un cuchillo, comenzaron a formarse burbujas sobre la hoja inmediatamente; pasado un rato, disminuyó la actividad. Para comprobar si aquella disminución se debía a la pérdida de anhídrido carbónico disuelto en la cerveza o a la pérdida de bolsas de aire en el cuchillo, introduje éste aún más en el líquido; entonces, aparecieron burbujas nuevas en gran número sobre la porción de hoja recién sumergida. Parece ser que el número de bolsas de aire nucleadoras decrece tras algunos minutos de formación de burbujas.

Pude observar que ocurría lo mismo en el vidrio. En un vaso limpio y seco las burbujas se generaban a ritmo vertiginoso. Pero el ritmo disminuía a cada nuevo recipiente de cerveza que vertía en el vaso. La acción de verter más cerveza generaba espuma y gran cantidad de burbujas, pero transcurrido un tiempo después del vertido la producción de burbujas caía. Evidentemente, el uso continuado del vaso reducía el número de bolsas de aire nucleadoras en sus paredes.

Con un cuchillo sumergido en cerveza acometí algunos ensayos más. Si inclinaba el cuchillo, se formaban capas de burbujas en la cara inferior de la hoja, al no hallar vía libre para escapar. Si le daba la vuelta, comenzaban a desprenderse de la hoja las capas de burbujas, evidenciando que la salida de una burbuja podría forzar la de otras.

La temperatura del cuchillo no parecía influir, pero sí su estado de limpieza. Cubrí el extremo inferior de un cuchillo con aceite de maíz y lo introduje en cerveza hasta más allá de la zona untada de aceite, con el resultado de que en ésta las burbujas se reunían en menor número que en la zona limpia, dado que el aceite tapaba las bolsas de aire absorbidas en el metal.

Donal Deneck, de Nueva York, me mostró en cierta ocasión cómo beber de una "yarda de cerveza", recipiente que mide entre dos y tres pies de altura, o sea, entre unos sesenta y noventa centímetros (tres pies hacen una yarda), y dotado de un fondo semiesférico y un cuello largo y de forma cónica cuya parte más estrecha está en el centro. Consumida la cerveza del cuello, cuesta bastante seguir bebiendo de ese recipiente. Para conseguir que la cerveza salga debe inclinarse el recipiente hasta que el extremo semiesférico esté más alto que la boca propia; pero si la inclinación es excesiva, en el cuello penetra una burbuja de aire de gran tamaño, deslizándose hacia el fondo, entonces elevado, y desplazando cerveza suficiente para procurar un pequeño remojón al bebedor.

¿Cómo se las ingenia Deneck? Inclina primero el recipiente hasta tener el fondo sólo un poco más alto que la boca. Luego golpea suavemente el costado del cuello para enviar, cuello arriba y hacia el fondo semiesférico, unas pocas burbujas de aire pequeñas, o parte de la espuma. Esas burbujas desplazan una cantidad razonable de cerveza. Así, corrigiendo la inclinación del recipiente y con golpecitos en el cuello del mismo, se las arregla Deneck para conseguir su ración de cerveza sin echársela por encima.

He recibido numerosas cartas relativas a la exposición que les hice en julio en torno a los fosfenos, esas figuras luminosas que podemos contemplar sin ayuda de la luz. Varios lectores me han descrito las imágenes de fosfenos que avisan de la aparición de una migraña y que la acompañan. Carol McAlpine, de Stroudsburg, me dice que, cuando le comienza una migraña, ve la red de vasos sanguíneos de la retina durante unos instantes, tras cerrar los ojos. A veces, la red vuelve a aparecérsele acompasada con el ritmo con su pulso. En plena crisis de migraña, ve ya "explosiones de oleadas nubosas en violeta, azul y gris, que flotan en todas direcciones y que cambian de forma continuamente". A medida que el dolor de cabeza se calma, las imágenes se convierten en formaciones de puntos del tipo que les describí con relación a la visión monocular de fosfenos.

Paul Tobias, de Los Angeles, me ha remitido un informe confeccionado por él y J. P. Meehan acerca de las imágenes de fosfenos provocadas por aceleraciones rápidas. Utilizaron voluntarios con los ojos vendados y asegurados con correas en una centrífuga, que se hizo girar en círculo a velocidad creciente. Cuando la aceleración efectiva alcanzaba un determinado valor umbral, los sujetos veían una distribución de puntos y estrellas azules. Para una aceleración efectiva de 3,6 *g* aproximadamente (unas 3,6 veces la aceleración de la gravedad), la distribución originaba una suerte de "gusanos dorados". Si el valor de la aceleración alcanzaba 4,5 *g*, los gusanos formaban un dibujo geométrico de color amarillo-naranja brillante. Sobre este dibujo había quien observaba una pulsación.

Se paraba la centrífuga. Pero no se les quitaba inmediatamente el vendaje: había que estudiar las imágenes secundarias de los fosfenos. La imagen secundaria, que perduraba hasta 90 segundos, consistía en una rosquilla o algo parecido a un eclipse total de sol sobre un fondo oscuro.

Esas imágenes aparecían sólo cuando la fuerza efectiva actuaba a lo largo del eje longitudinal del cuerpo; si actuaba de pecho a espalda, no se presentaban. Tobias y Meehan llegaron a la conclusión de que los fosfenos dependen de la rapidez de variación de la aceleración. Cuando ésta mantiene la dirección del eje longitudinal del cuerpo y varía con rapidez suficiente, lo que probablemente ocurra es que se reduzca la presión sanguínea en la retina y el ojo se relaje. Ambos efectos contribuyen a crear fosfenos.

Astronautas y pilotos podrían ver este tipo de fosfenos durante los momentos de aceleración rápida, si la fuerza efectiva actuase a lo largo del eje longitudinal de sus cuerpos. En realidad podría contemplarlos cualquier individuo sobre una instalación de rotación rápida de un parque de atracciones. En ciertos viajes de esa clase se desarrollan aceleraciones superiores a 3*g* y cualquier viajero, de suficiente presencia de ánimo, podría observar los fosfenos a esa velocidad. Por mi parte, he de confesar que, en esos momentos, me preocupa más mi integridad física.

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

ARMAS LASER

RESPONSE OF MATERIALS TO LASER RADIATION: A SHORT COURSE. J. T. Schriempf. Naval Research Laboratories, 1974.

HIGH ENERGY LASER WEAPONS: A TECHNICAL ASSESSMENT. M. Callaham y K. Tsipis. Program in Science and Technology for International Security Report No. 6.

NAVEGACION MAGNETICA EN LAS BACTERIAS

A NOVEL METHOD FOR THE ISOLATION AND STUDY OF A MAGNETOTACTIC BACTERIUM. T. T. Moench y W. A. Konetzka en *Archives of Microbiology*, vol. 119, págs. 203-212; 1978.

MAGNETITE IN FRESHWATER MAGNETOTACTIC BACTERIA. Richard B. Frankel, Richard P. Blakemore y Ralph S. Wolfe en *Science*, vol. 203, n.º 4387, págs. 1355-1356; 30 de noviembre de 1979.

ULTRASTRUCTURE OF A MAGNETOTACTIC SPIRILLUM. D. L. Balkwill, D. Maratea y R. P. Blakemore en *Journal of Bacteriology*, vol. 141, n.º 3, págs. 1399-1408; marzo, 1980.

SOUTH-SEEKING MAGNETOTACTIC BACTERIA IN THE SOUTHERN HEMISPHERE. R. P. Blakemore, R. B. Frankel y Ad. J. Kalmijn en *Nature*, vol. 286, n.º 5771, págs. 384-385; 24 de julio de 1980.

MAGNETOTACTIC BACTERIA AT THE GEOMAGNETIC EQUATOR. R. B. Frankel, R. P. Blakemore, F. F. Torres de Araujo, D. M. S. Esquivel y J. Danon en *Science*, vol. 212, n.º 4500, págs. 1269-1270; 12 de junio de 1981.

LIMITACIONES DE LA FIJACION BIOLOGICA DE NITROGENO

INCREASING CROP PRODUCTIVITY: THE PROBLEM, STRATEGIES, APPROACH AND SELECTED RATE-LIMITATIONS RELATED TO PHOTOSYNTHESIS. R. W. F. Hardy, U. D. Havelka y B. Quebedeaux en *Proceedings of the Fourth International Congress on Photosynthesis*, págs. 695-735. Editado por D. O. Hall, J. Coombs y T. W. Goodwin. The Biochemical Society, London, Colchester, 1977.

PHOTOSYNTHESIS AND PLANT PRODUCTIVITY. I. Zelitch en *Chemical and Engineering News*, n.º 57, págs. 28-48; 1979.

PHOTOSYNTEHSIS II. PHOTOSYNTHETIC CARBON METABOLISM AND RELATED PROCESSES en *Encyclopedia of Plant Physiology, New Series*, vol. 6. Editado por M. Gibbs y E. Latzko. Springer-Verlag, Berlín, Heidelberg, Nueva York; 1979.

LA FIJACIÓN BIOLÓGICA DEL NITRÓGENO. IMPORTANCIA Y PERSPECTIVAS. J. Olivares, E. J. Bedmar y J. Casadesús en *Anales de Edafología y Agrobiología*. En prensa.

JUPITER Y SATURNO

VOYAGER 1 ENCOUNTER WITH JUPITER. *Science*, vol. 204, n.º 4396; 1 de junio de 1979.

VOYAGER 2 ENCOUNTER WITH JUPITER. *Science*, vol. 206, n.º 4421; 23 de noviembre de 1979.

THE NEW SOLAR SYSTEM. Dirigido por J. Kelly Beatty, Brian O'Leary y Andrew Chaikin. Cambridge University Press y Sky Publishing Corporation, 1981.

VOYAGER 1 ENCOUNTER WITH SATURN. *Science*, vol. 212, n.º 4491; 10 de abril de 1981.

EL OIDO DE LA LECHUZA

ACOUSTIC LOCATION OF PREY BY BARN OWLS (*TYTO ALBA*). Roger S. Payne en *The Journal of Experimental Biology*, vol. 54, págs. 535-573; 1971.

HOW THE OWL TRACKS ITS PREY. Masakazu Konishi en *American Scientist*, vol. 61, n.º 4, págs. 414-424; julio-agosto de 1973.

SOUND LOCALIZATION IN BIRDS. E. I. Knudsen en *Comparative Studies of Hearing in Vertebrates*, dirigido por Arthur N. Popper y Richard R. Fay. Springer-Verlag, 1980.

FIBRINOGENO Y FIBRINA

THE AMINO ACID SEQUENCE OF THE α-CHAIN OF HUMAN FIBRINOGEN. R. F. Doolittle, K. W. K. Watt, B. A. Cottrell, D. D. Strong y M. Riley en *Nature*, vol. 280, n.º 5722, págs. 464-468; 9 de agosto de 1979.

TRINODULAR STRUCTURE OF FIBRINOGEN: CONFIRMATION BY BOTH SHADOWING AND NEGATIVE STAIN ELECTRON MICROSCOPY. Walter E. Fowler y Harold P. Erickson en *Journal of Molecular Biology*, vol. 134, n.º 2, págs. 241-249; 25 de octubre de 1979.

STUDIES ON SYNTHETIC PEPTIDES THAT BIND TO FIBRINOGEN AND PREVENT FIBRIN POLYMERIZATION: STRUCTURAL REQUIREMENTS, NUMBER OF BINDING SITES, AND SPECIES DIFFERENCES. Andrew P. Laudano y Russell F. Doolittle en *Biochemistry*, vol. 19, n.º 5, págs. 1013-1019; 4 de marzo de 1980.

ALGEBRA POR ORDENADOR

SYMBOLIC MATHEMATICAL COMPUTATION. David R. Stoutemyer y David Y. Y. Yun en *Encyclopedia of Computer Science and Technology. Vol. 15: Supplement*, dirigido por Jack Belzer, Albert G. Holzman y Allen Kent. Marcel Dekker, 1980.

PROCEEDINGS OF THE 1981 ACM SYMPOSIUM ON SYMBOLIC AND ALGEBRAIC COMPUTATION. Dirigido por Paul S. Wang. Association for Computer Machinery, 1981.

EL PRINCIPIO ANTROPICO

LARGE NUMBER COINCIDENCES AND THE ANTHROPIC PRINCIPLE IN COSMOLOGY. Brandon Carter en *Confrontation of Cosmological Theories with Observational Data: Proceedings of the Second Copernicus Symposium*, dirigido por M. A. Longair. D. Reidel Publishing Co., 1974.

ON WHAT GOD CHOSE: PERFECTION AND GOD'S FREEDOM. George Gale en *Studia Leibnitiana*, tomo 8, n.º 1, págs. 68-87, enero, 1976.

JUEGOS MATEMATICOS

WHAT WE KNOW AND DON'T KNOW ABOUT INFLATION. Robert M. Solow en *Technology Review*, vol. 81, n.º 3, págs. 30-46; diciembre/enero, 1979.

REAGANOMICS: SUPPLY-SIDE ECONOMICS IN ACTION. Bruce R. Bartlett. Arlington House Publishers, 1980.

TALLER Y LABORATORIO

SO WHAT'S A BUBBLE? Jeffrey C. May en *SciQuest*, vol. 52, n.º 8, págs. 16-20; octubre, 1979.

CLOUD PHYSICS IN A GLASS OF BEER. Craig F. Bohren y Gail M. Brown en *Weatherwise*, vol. 34, n.º 5, págs. 221-223; octubre, 1981.

Taller y laboratorio

¿Por qué se mantienen unidas las partículas de arena y barro cuando se humedecen?

Jearl Walker

Esos castillos de arena y flanes de barro que suelen construirse como pasatiempo plantean algunas cuestiones intrigantes. Aunque la arena y el barro están formados por partículas cuya composición es casi la misma, presentan propiedades muy diferentes. ¿Cuáles son las fuerzas que impiden desmoronarse tales obras de ingeniería recreativa? ¿Por qué caen los castillos al secarse, pero no los flanes de barro? ¿A qué obedece que los flanes se contraigan al secarse y los castillos de arena no? ¿De qué modo el agua, que suele actuar de lubricante, aumenta la cohesividad de la arena y arcilla? Las respuestas a estas preguntas se encuentran en las interacciones eléctricas entre el agua y las partículas de arena o arcilla.

La arena se compone de granos más o menos esféricos y relativamente grandes, que se mantienen siempre muy apretados unos contra otros; incluso estando húmedos, como revela el hecho de que no se contraiga cuando pierde agua. En la superficie de los granos humedecidos hay iones positivos y negativos, habitualmente emparejados y con uno de los miembros del par más separado de la superficie que el otro. El ion que aparece en la posición más externa no es el mismo en todos los puntos de la superficie. Ambas disposiciones contribuyen a crear un campo eléctrico en el espacio que rodea a cada grano. Cuando el ion externo es positivo, el vector que representa el campo eléctrico apunta hacia el exterior de la superficie; cuando el ion externo es negativo, dicho vector señala hacia el interior de la superficie.

Aunque pueda pensarse que el campo eléctrico medio que rodea a cada grano sea nulo, no es así; la razón yace en que la carga de los iones negativos contiguos a la superficie está polarizada. A uno de los lados de cada ion negativo se sitúa un ion positivo, algo más separado de la superficie, mientras que al otro lado del ion negativo no hay carga alguna. Por ser la carga negativa del ion negativo superior a su carga positiva, la nube de electrones se desplaza ligeramente, separándose del núcleo, cuya carga es positiva, en dirección al ion positivo vecino. Esta ligera separación de cargas positivas y negativas constituye lo que se llama dipolo eléctrico y produce un campo eléctrico débil dirigido hacia el exterior del grano de arena. Por su parte, los iones positivos en contacto con la superficie son deficitarios en carga negativa, sus cargas no se separan ni un ápice y crean el campo eléctrico de una carga puntual y no el de un dipolo, que es más débil. Por todo ello, el campo eléctrico alrededor de un grano de arena se debe principalmente a los iones positivos en contacto con la superficie del grano.

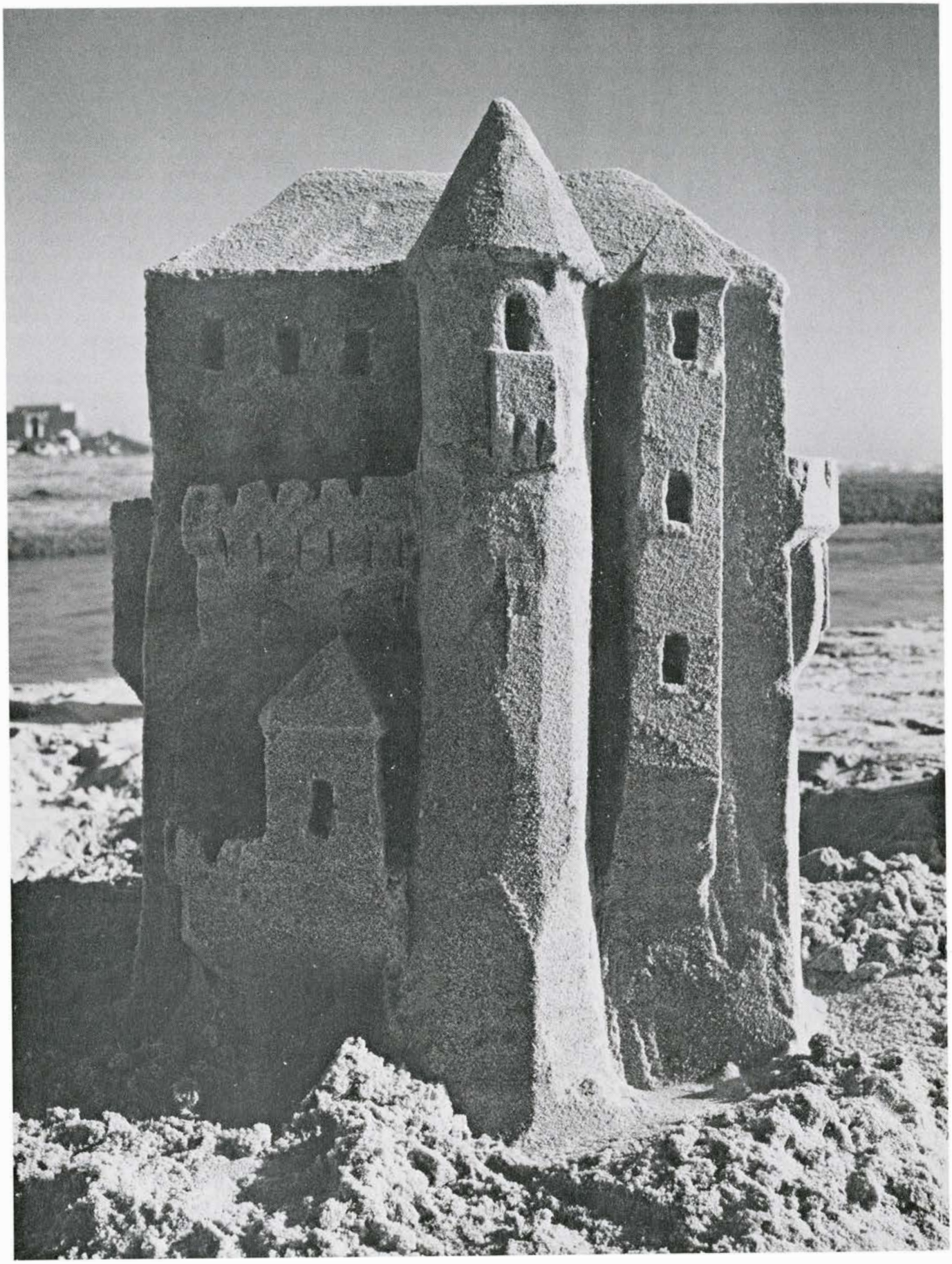
La arena húmeda es estable y consistente a causa de la interacción eléctrica entre dichos iones positivos y el agua intersticial. Según un modelo un poco anticuado de esta interacción, el agua proporciona iones negativos (OH^-) que se adhieren a los granos y apantallan eléctricamente los lugares de carga positiva. Por otra parte, los iones positivos (H_3O^+) permanecen dentro del agua en puntos más alejados de la superficie. Así, la atracción entre los iones positivos en el seno del agua y los negativos adheridos a la superficie de los granos dificulta el resbalamiento de unos granos sobre otros. Este modelo, aunque desde luego explica la estabilidad de la arena húmeda, presenta un fallo: no es verosímil que el agua se ionice hasta el punto de proporcionar iones OH^- y H_3O^+ en cantidad suficiente.

Ninguno de los modelos actuales para la arena húmeda es completo, pero hay una interpretación moderna de la interacción eléctrica que no requiere que el agua esté ionizada. Aquí se admite que el campo eléctrico generado por los lugares de la superficie del grano positivamente cargados reduce, en parte, la carga positiva del agua contigua a la superficie. Esta reducción no es una ionización, pues las cargas interiores de cada molécula de agua no se separan del todo. Simplemente el campo eléctrico desplaza las posiciones medias de los núcleos de hidrógeno (protones) en las moléculas más alejadas de la superficie. La capa vecina a la superficie queda relativamente negativa, mientras que el agua más alejada de la misma es relativamente positiva, de modo que el paso de agua relativamente negativa a agua relativamente positiva es gradual. Esta situación se define como capa de carga doble difusa.

En el modelo iónico primitivo, la solidez de la arena húmeda se atribuía a la atracción entre los iones de carga contraria existentes en el agua. En el modelo de la capa doble difusa, la solidez tiene su origen en el hecho de que el agua tiende a inmovilizarse. En este caso, como los campos creados por los lugares cargados positivamente de cada grano de arena redistribuyen las posiciones medias de los protones de hidrógeno de agua, se reduce la aptitud de ésta para fluir. La arena es entonces consistente porque el aumento de viscosidad del agua entorpece el deslizamiento de unos granos respecto a otros.

La inmovilización del agua disminuye con la distancia a la superficie de los granos. Por ello, cuando la arena húmeda se hace fluida hasta el punto de no servir para construir castillos de arena, ello se debe a la gran cantidad de agua que hay entre los granos. Y, aunque el agua relativamente negativa alrededor de cada grano siga atrayendo al agua relativamente positiva más alejada, los granos están demasiado distanciados por causa del agua, parte de la cual no estará lo bastante cercana a un grano para participar de un modo significativo en la interacción eléctrica. Será ésta un agua menos viscosa que permitirá el mutuo resbalamiento de los granos (con sus aureolas de agua relativamente cargada).

Es idea muy extendida que los casti-



De **Sandcastles** *(1981), de Joseph Allen, Don McQuiston, Debra McQuiston y Marshall Harrington, editado por Doubleday, Inc.*

llos de arena no se desmoronan gracias a la fuerza ejercida por la tensión superficial del agua intersticial. Se dice que las moléculas de agua son polares porque cada una posee un dipolo eléctrico permanente. Estos dipolos se atraen entre sí. En una superficie de separación entre aire y agua la atracción mutua entre las moléculas de agua vecinas pone a dicha superficie virtualmente en estado de tensión. Cuando la superficie es curva, dicha atracción mutua crea una fuerza resultante que actúa sobre ella.

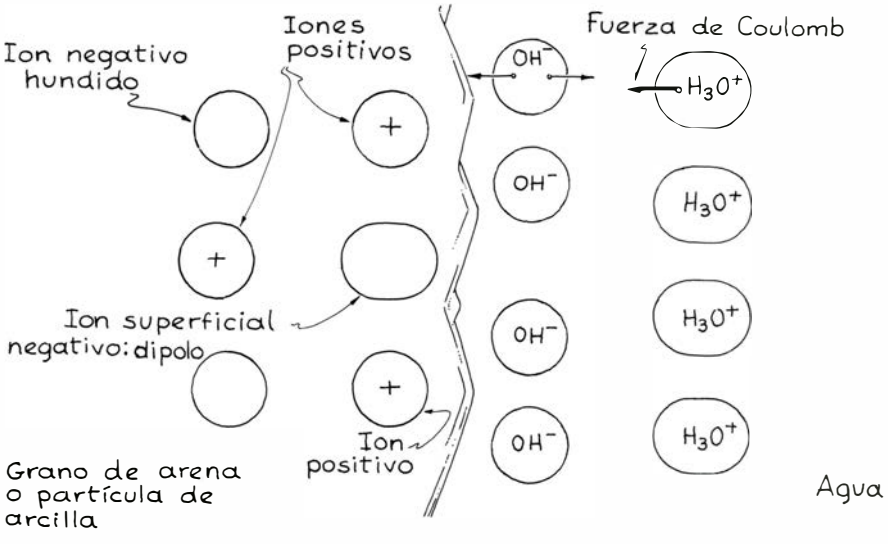
Sobre la superficie de un castillo de arena tal fuerza resultante favorece el afianzamiento de la arena. Pero, en el interior del castillo, donde no hay huecos con aire, la arena se encuentra igualmente afianzada. Aunque las moléculas se atraen entre sí débilmente, merced al campo eléctrico de sus dipolos eléctricos, tal atracción, poco intensa, no puede ser responsable del afianzamiento y resistencia a fluir de la arena. Igualmente, en un vaso de agua, aunque las moléculas de ésta se atraigan entre sí, el agua no está afianzada.

Cuando nuestra "obra" se seca, se deshace porque su contenido de agua relativamente cargada ha disminuido. En el intermedio de transición, las cargas que hay en la superficie de los granos tornan a distribuirse, formando los iones una capa de carga doble, llamada capa doble de Helmholtz, en la que los iones positivos se sitúan ligeramente más al interior de la superficie y debajo de los iones negativos, que se sitúan exteriormente. El campo eléctrico creado por esta distribución de las cargas es débil, salvo en la misma superficie. Cuando dos granos secos se tocan entonces, se repelen: ambas superficies poseen una capa externa de iones negativos; tal es la razón de que los granos de arena secos no se adhieran unos a otros.

La cohesión de la arena se destruye si sustituimos parte del agua por glicerina. Las moléculas de ésta apantallan eléctricamente los lugares de carga positiva de la superficie de los granos, reduciendo el campo eléctrico en el seno del agua. Al ser más débil el campo eléctrico, las capas de agua se organizan menos y, al no inmovilizarse el agua, la arena no se mantiene ya unida.

El propio lector puede comprobar el comportamiento de la glicerina. Rellene con arena húmeda un pequeño recipiente, apelmazándola hasta que se encuentre bastante compacta. Luego coloque una placa plana sobre el recipiente y, rápidamente, dé la vuelta a placa y recipiente sin permitir que la arena se desparrame. Con la placa sobre el suelo, tire del recipiente poco a poco hacia arriba, de modo que en la placa quede un montículo de arena. Nos convenceremos de la solidez del montículo sacudiendo o golpeando ligeramente la placa.

Se repite el ensayo vertiendo glicerina al agua que se mezcla con la arena. Una vez dada la vuelta al conjunto, tírese del recipiente, hacia arriba de nuevo. Lo más probable es que el montículo que queda sea notablemente más débil y que una sacudida o un leve golpe hagan que se venga abajo. Cuanto más glicerina se añada a la arena, tanto menos estable será el montículo. Este hecho ofrece una paradoja inesperada: cuando se introduce un fluido viscoso (glicerina) en una mezcla muy viscosa (arena con agua), la viscosidad disminuye.



Modelo iónico del agua

La diferencia entre la arcilla y la arena húmedas presenta varios aspectos sutiles. Las partículas de arcilla son considerablemente más pequeñas que los granos de arena y tienen forma de placa, siendo una de sus dimensiones mucho menor que las otras dos; si la arcilla está humedecida, las partículas andan muy sueltas y muy separadas por el agua. Un indicio de su friabilidad es que la arcilla se contrae al secarse.

En la superficie de las partículas de arcilla quedan al descubierto los lugares cargados positivamente, al igual que en los granos de arena. Según el primitivo modelo iónico para la arcilla húmeda, a dichos lugares se adhieren iones OH^-, abandonando iones H_3O^+ en el agua intersticial; la solidez de la arcilla húmeda débese, pues, a la atracción entre ambas clases de iones. En el modelo más moderno para la arcilla húmeda se afirma que el agua se inmoviliza en virtud de la acción del campo eléctrico creado por los lugares cargados positivamente, existentes en la superficie de las partículas. Como en el modelo para la arena húmeda, el agua inmovilizada posee una viscosidad elevada y la arcilla húmeda es estable y consistente porque sus partículas no pueden fluir unas con respecto a otras. Pero si la arcilla está muy húmeda, ya no será así, pues el agua más alejada de las partículas poseerá menos viscosidad y podrá fluir.

Arcilla y arena presentan una notable diferencia en su proceso de secado. Mientras que las capas en torno a los granos de arena poseen movilidad y pueden originar una capa doble de Helmholtz, en las partículas de arcilla no ocurre igual. Ello obedece a que estas últimas son demasiado aplastadas para que puedan formarse capas dobles en las caras opuestas, de mayor tamaño, pues las capas de carga más profundas (que tendrían el mismo signo) se repelerían muy intensamente y no serían estables.

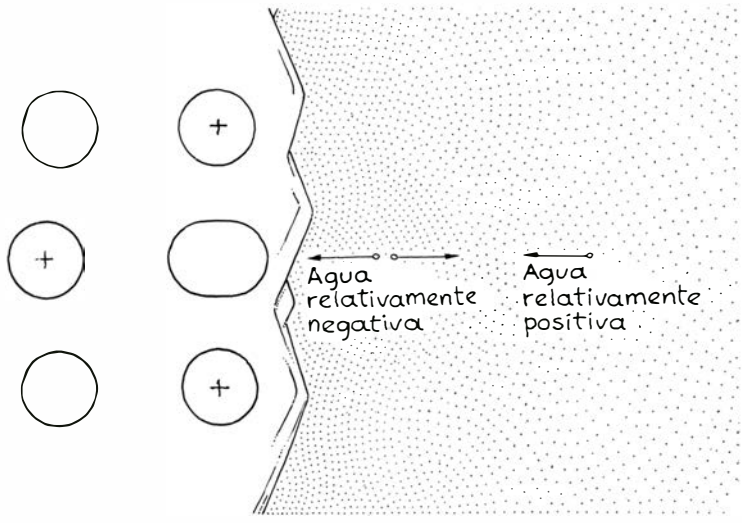
Al secarse la arcilla húmeda, el hecho de que no pueda formarse una capa doble de Helmholtz obliga a las partículas a retener su capa doble difusa y a que permanezca entre ellas el agua viscosa resultante. Así, la estructura de la arcilla sigue siendo estable y consistente; la verdad es que aumenta su rigidez, ya que las partículas se aproximan mutuamente incrementando aún más la inmovilización del agua. A medida que la estructura se contrae, y aparecen más puntos de contacto entre las partículas, éstas se traban compartiendo iones. Muestran, además, resistencia al movi-

miento a causa de la viscosidad del agua, al tiempo que otras fuerzas, de naturaleza eléctrica todas, coadyuvan asimismo a la adherencia.

Los granos de arena se aprietan cerradamente unos contra otros. Pero las partículas de arcilla andan mucho más sueltas. Diferencia que es secuela de sus distintos tamaño y forma. Consideremos un grano que cae y se pone en contacto con otro en reposo. ¿Quedará adherido a éste, rodará o resbalará sobre el segundo para proseguir su movimiento? En la zona de contacto, las fuerzas son suficientemente intensas para mantenerlos unidos, pero la atracción gravitatoria sobre el grano móvil somete a éste a un momento de giro que tiende a hacerlo girar en torno al punto de contacto con el otro grano. Aunque algunas de las fuerzas atractivas crean entonces un momento de giro opuesto a esa rotación, como el grano es relativamente pesado, el momento de giro debido a la gravedad vence al debido a las fuerzas atractivas, y el grano rota. Este movimiento continúa haciendo que el grano descienda sobre los demás hasta que quede bien apretado contra ellos.

¿Qué ocurre cuando una partícula de arcilla cae sobre un montón de partículas de arcilla? Se ve sometida a fuerzas atractivas de la partícula inmóvil que le sale al paso. La gravedad continúa atrayéndola hacia abajo, creando un momento de giro que tiende a hacerla rotar en torno al punto de contacto. Pero la partícula es tan liviana que el momento de giro debido a la gravedad no puede llevar a cabo la rotación y, por ello, la partícula permanece con la misma orientación inicial que tenía al chocar con la partícula inmóvil. Cuando caen más partículas, éstas tampoco avanzan más, una vez que aterrizan. De lo que resulta que las partículas se agrupen con holgura.

Comprimamos arena seca o húmeda. Esta cambiará de forma sólo en el caso de que los granos de arena resbalen unos respecto a otros. Aplíquese una leve presión a la arena húmeda, insuficiente para desencadenar el movimiento de unos granos respecto a otros. Entonces, la superficie de contacto de cada pareja de granos que se aprieten uno contra otro aumentará, al igual que la intensidad de las fuerzas eléctricas que los mantengan en contacto. En el centro de la superficie de contacto, la presión adicional ejercida sobre los granos deformará, irreversiblemente, la superficie de los mismos. La energía gastada en esa deformación no se recuperará al retirar la presión sobre los granos. Sin embargo, la mayor parte de la energía de compresión de los granos servirá para deformar la zona que rodee el centro de la superficie de contacto, proceso éste no irreversible. Esta última energía se almacenará en forma de energía potencial elástica, lo mismo que la energía que se almacena en un resorte comprimido.



Inmovilización del agua

Cuando se retira la presión sobre los granos, la elasticidad de éstos los impulsa a separarse. Además, las fuerzas eléctricas que se generan durante el tiempo que dura el mayor contacto entre los granos son relativamente débiles y el rebote las vence sin dificultad. Por consiguiente, cuando se retira la presión los granos retornan a su forma primitiva.

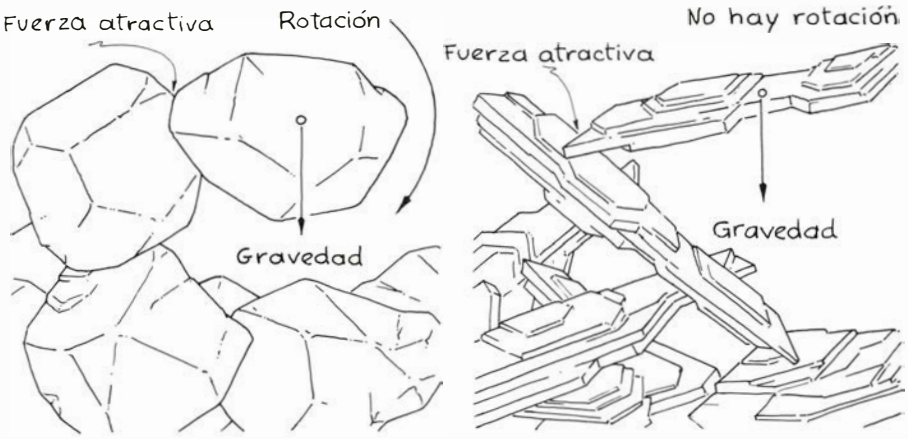
Comprimamos ahora arcilla húmeda. Las cosas cambiarán algo. Consideremos el montón de partículas de arcilla sueltas representado en la ilustración de la página 119. En ella, la fuerza aplicada flexiona a una de las partículas, que son aplanadas, con lo que el extremo antes libre de la misma entra en contacto con otra partícula. En el punto de contacto, las fuerzas atractivas hacen que ambas partículas se traben. Cuando se retira la fuerza aplicada exteriormente, las partículas siguen trabadas, porque las fuerzas atractivas son suficientemente intensas para mantenerlas así. Por ello, al apretar sobre arcilla húmeda con la punta de un dedo, lo que se hace es comprimir esa estructura, que no rebotará si cesa la compresión. De estos materiales se dice que son plásticos. La arcilla húmeda es plástica; la arena húmeda, no.

Las mejores arenas para construir castillos son las de bajo contenido de arcilla. Es preferible la arena próxima al agua, que ya se encuentre bastante húmeda; pero no la que baña el oleaje, porque ésta, humedecida en exceso, no resultaría consistente. Además, la marea destruiría enseguida un castillo levantado en la misma linde.

Hay varios procedimientos para construir castillos de arena. Así, puede volcarse cuidadosamente un recipiente lleno de arena húmeda, de modo que se conserve compacta y guarde la forma interior del molde. Otro método consiste en conformar la arena apretándola entre dos trozos de cartón, lo que puede proporcionar unas murallas de buena longitud. Técnica más difícil es la de escultura, que consiste en formar un montículo y luego, empezando por arriba, retirar material poco a poco. Hay un método que se inspira en el crecimiento de las estalagmitas de las cavernas; desde el puño cerrado lleno de arena húmeda se deja caer ésta lentamente en forma de chorro delgado, y así se crea una delgada aguja semejante al campanario de una catedral futurista.

Si queremos que nuestra obra dure todo un día de verano, verteremos agua de tanto en tanto, al objeto de preservar su consistencia. El agua añadida se infiltra entre los granos, donde los campos eléctricos que éstos han creado desplazan las posiciones medias de los protones de hidrógeno del agua y así la inmovilizan. El aumento de viscosidad del agua asegurará su estabilidad hasta que se haga necesaria otra rociada.

Aunque la arena no cambie de volumen el secarse, sí se dilata cuando sufre un esfuerzo de compresión brusco, fenómeno que recibe el nombre de dilatancia. Quizás el lector lo haya observado paseando por un trecho de playa



*Apilamiento de la arena (***izquierda***) y de la arcilla (***derecha***)*

recién bañado por una ola. Entonces la arena parece húmeda antes de pisarla, pero se seca en cuanto ponemos el pie y, para que la huella vuelva a parecer húmeda, ha de transcurrir un rato.

La arcilla húmeda no se seca bajo las pisadas porque es friable; cualquier presión que sufra sirve para que las partículas se acerquen mutuamente y disminuya de volumen. La dilatancia es característica de los materiales cuyos granos se aprietan mucho unos contra otros; de tal modo que, cuando reciban una compresión repentina que les obligue a desplazarse, sólo podrán hacerlo a costa de aumentar su separación media. Por tanto, cuando la arena húmeda reciba el pisotón, la dilatación consiguiente implica que la superficie de la arena ha de elevarse, dejando el agua por debajo; y ésta necesitará dos o tres minutos para infiltrarse hasta la superficie.

En un alud de arena seca participa también la dilatancia. Para conocer las propiedades más importantes de un alud basta diseñar un experimento muy sencillo. Inclinemos gradualmente una artesa con arena en su interior, hasta que comience a fluir. El alud se inicia cuando la inclinación de la superficie supera el llamado ángulo de rozamiento dinámico. Con el resbalamiento de la arena dicha inclinación va disminuyendo hasta el llamado ángulo de rozamiento, para el que la superficie es estable. Si la artesa vuelve a inclinarse, la superficie de la arena volverá a superar el ángulo de rozamiento dinámico y se iniciará otro alud.

Para todo ángulo inferior al de rozamiento, los granos de arena que se encuentran en la superficie inclinada permanecen inmóviles, al estar muy apretados unos contra otros, y sólo deslizarán si la inclinación de la pendiente alcanza el ángulo de rozamiento dinámico. Para que esto ocurra, los granos primero deben elevarse de modo que puedan resbalar o rodar sobre los granos situados por debajo. Entonces, toda la sobrecarga de arena entra en dilatancia y se desliza pendiente abajo.

Gran número de sustancias granulares se deslizan prácticamente de la misma manera. La nieve es un caso bien conocido. Además de la arena, me he ocupado del azúcar (granular y en polvo), la sal, el almidón y el cacao en polvo; también he estado estudiando los aludes de alubias pintas secas, naranjas y manzanas. En cada caso existen unos ángulos de rozamiento y de rozamiento dinámico particulares.

En el caso de la arena, la diferencia entre ambos ángulos se encuentra en torno a los cinco grados. Si la arena se rocía con agua, los granos ya no resbalan hacia abajo por la superficie inclinada; en lugar de ello, toda la masa de arena desliza por el fondo de la artesa cuando la misma se inclina convenientemente. Para las alubias pintas, la diferencia entre los dos ángulos es de unos dos grados. El almidón y el cacao en polvo son tan cohesivos que en su caso encontré dificultades para realizar las mediciones.

Hay muchos polvos que son cohesivos; o sea, están constituidos por partículas que se pegan unas a otras y se resisten a fluir. Algunas, como los polvos faciales, se fabrican precisamente para ser cohesivas y mantenerse adheridas. En otras, como el almidón y el cacao en polvo, la cohesión estorba. La cohesión en los polvos se debe a fuerzas eléctricas de naturaleza diversa.

Una de tales fuerzas, la electrostática, se debe a las cargas superficiales existentes en partículas contiguas. La fuerza de Coulomb es la más intensa de

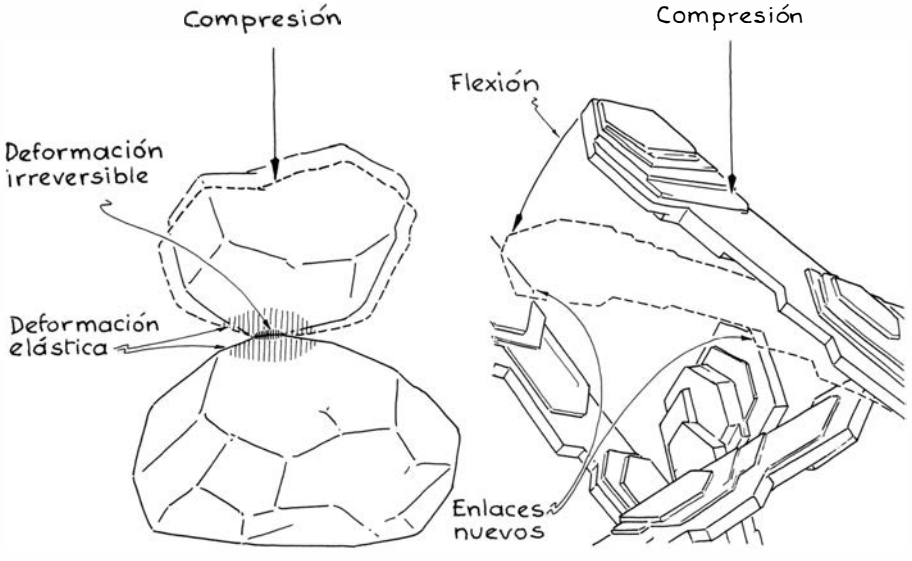
las fuerzas electrostáticas, en virtud de la cual se repelen las partículas cargadas con el mismo signo y se atraen las cargadas con signos contrarios. Más débil es la fuerza que se genera entre las partículas cargadas y los átomos y moléculas neutros (o sea, sin carga). En este caso, el campo eléctrico de las partículas cargadas provoca la separación de las cargas de los átomos y moléculas; por ejemplo, si una partícula es negativa, la componente positiva del átomo o molécula se desplaza ligeramente hacia aquélla, de manera que, aunque el átomo o molécula siga siendo positivo, éste será entonces un dipolo eléctrico atraído hacia la partícula cargada.

Ciertas moléculas son dipolos eléctricos permanentes que, por ello, se atraen unas a otras cuando están próximas; el extremo negativo de una tira hacia el extremo positivo de otra. La fuerza de van der Waals es una fuerza eléctrica de tipo parecido, aunque se debe a la naturaleza cuántica de los átomos. Si bien un átomo puede ser neutro eléctricamente, y así no constituir un dipolo eléctrico, puede serlo incluso en cada instante dado. Efectivamente, en el modelo del átomo de Bohr se supone que el electrón orbita alrededor del núcleo; por tanto, siempre se encuentra en el borde del átomo y, consiguientemente, separado de la carga positiva, constituyendo un dipolo instantáneo capaz de inducir un dipolo en cualquier átomo vecino. Una vez que se establecen ambos campos dipolares, los átomos se atraen.

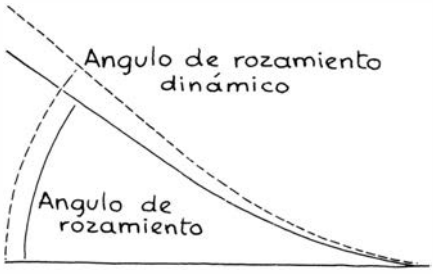
La fuerza de van der Waals insta la atracción entre dos superficies en contacto. Y si los objetos materiales no se aproximan es sólo porque interviene la repulsión de Coulomb que lo impide. Muchos de los polvos más comunes son cohesivos merced a la fuerza de van der Waals.

Cuando las partículas de dichos polvos se tocan, las fuerzas de rozamiento que se desarrollan entre ellas impiden su deslizamiento relativo. Si entre las partículas hay agua, su cohesión puede obedecer a la inmovilización de la misma por acción de los lugares cargados de las partículas. La tensión superficial puede asimismo desempeñar un papel si hay aire entre las partículas, o si el exterior del terrón del polvo en cuestión se mantiene unido mediante agua.

La cohesión de un producto pulverulento no puede predecirse a partir de un conocimiento detallado de la estructura de sus partículas, salvo quizá de una manera muy general. Quizás el rozamiento sea mayor entre partículas irregularmente conformadas, pero sólo si llegan a trabar contacto. Así es, ya que la cohesividad de una sustancia pulverulenta suele reducirse cuando las partículas se muelen y adquieren una conformación más lisa y regular. También puede alterarse la cohesividad desecando el producto al objeto de rebajar la influencia del agua intersticial. Lo corriente es que aumente la cohesividad de un material pulverulento al comprimirlo, porque las fuerzas de van der Waals y electrostática se hagan más intensas o porque crezca el número de partículas en contacto o trabadas. En general, cuanto más pequeños son los granos de un polvo, tanto más cohesivo es éste. Supóngase que preparamos un producto pulverulento, el tamaño de cuyas partículas sea casi uniforme, y que lo introducimos en una tolva dota-



Comportamiento de la arena y la arcilla ante la compresión



Angulos que intervienen en los aludes

da de una apertura circular en el fondo que le permita descargarse. Para medir la velocidad de descarga se mide el tiempo necesario para que de la tolva salga una determinada cantidad de polvo.

Cuando las partículas son muy pequeñas, el régimen de descarga es muy lento, o nulo, pues las fuerzas cohesivas son intensas y limitan su movimiento relativo. Si estas partículas se van sustituyendo paulatinamente por otras de mayor tamaño, aumenta el régimen de descarga hasta alcanzar un valor máximo, para luego decrecer; de modo que cuando el tamaño de las partículas es, más o menos, una quinta parte del tamaño de la abertura de salida, la descarga cesa. En ese momento, las partículas se habrán anclado unas en otras formando, a través de la abertura, algo similar a un muro de piedra en seco.

Hay productos pulverulentos que se apelmazan en grumos, actuando el agua intersticial de consolidante. Por su forma, las capas de agua intersticial se dividen en tres categorías. Si, inicialmente, las partículas están muy secas, el agua que hay entre los puntos de contacto de las partículas se encuentra en lo que se llama formación colgada, donde existen zonas intersticiales llenas de aire. Si las partículas no lo están tanto, son más extensas las zonas llenas de agua, pero siguen separadas por zonas de aire; esta formación se llama funicular. Cuando los intersticios se llenan por completo de agua, la formación se llama capilar. No se conoce bien la naturaleza pormenorizada de las fuerzas que mantienen unidos los grumos. La adherencia suele atribuirse a la tensión superficial del agua; esta hipótesis puede que baste para las formaciones colgada y funicular. En todo caso, la inmovilización del agua es importante en cualquiera de las tres formaciones.

Los polvos pueden apelmazarse, aunque estén casi secos. Quizás el lector ya haya advertido que, al agregar agua al chocolate en polvo, muchas veces éste se encuentra tan apelmazado que se resiste a disolverse y forma unos terrones secos por dentro y húmedos por fuera. Cuando en la superficie del agua flota una bola gruesa de chocolate en polvo, la parte que está en el borde del agua hace que se desmorone el perímetro del grumo, lanzando al agua un alud con parte del polvo.

Los polvos se apelmazan cuando el agua intersticial de la parte externa de un terrón es tan viscosa (a causa de la inmovilización) que al agua le cuesta infiltrarse en el interior. Aquí puede que también intervengan las fuerzas atractivas entre partículas. Pero, finalmente, en los intersticios acaba infiltrándose agua suficiente, con lo cual el campo eléctrico creado por las partículas no puede ya inmovilizar toda el agua, ni aquellas atraerse con fuerza. El terrón se desmorona. Aun así, quedan partículas que permanecen agrupadas largo rato tras la disolución y desaparición de la masa principal de polvo.

La fécula húmeda se comporta de un modo similar a otros muchos productos pulverulentos humedecidos; su viscosidad depende, empero, de la compresión a que esté sometida. Se trata de un caso de fluido no newtoniano, de cuyas propiedades traté aquí en enero de 1979. La fécula es tixótropa; es decir, su viscosidad aumenta con la compresión.

Desleí ligeramente con agua un poco de fécula, la arrollé en forma de pelota y luego la examiné periódicamente mientras se secaba. Al principio, la solidez de la bola dependía de la compresión que le ejercía: al presionarla se presentaba muy sólida y parecía seca. Si aflojaba la compresión, la bola fluía inmediatamente y parecía húmeda. A la vez que el agua se iba evaporando, la bola adquiría mayor consistencia, hasta que su superficie se tornó rígida al tacto. Aquella estructura no resistía esfuerzos de torsión, pero se mostraba rígida a la presión.

Como la fécula se compone de partículas muy pequeñas, para su comportamiento podría establecerse un modelo basado en las interacciones eléctricas dentro de la arcilla húmeda. No sé muy bien por qué la fécula es tixótropa. La explicación más obvia sostiene que el aumento de viscosidad está ligado a la inmovilización del agua intersticial. Así, al comprimir una bola de fécula, las partículas de ésta se acercan mutuamente y disminuye la movilidad del agua intersticial, al quedar ceñida por las partículas; de esa manera, la zona en cuestión de la bola se torna mucho más viscosa que antes de aplicar la presión.

La mayoría de los productos pulverulentos cohesivos son, además, adhesivos: se pegan a los dedos y a los utensilios de cocina. En lo que respecta a la adherencia, tal vez resulte difícil determinar cuáles son las fuerzas eléctricas importantes, de entre las muchas posibles. Las de van der Waals intervienen habitualmente, aunque cabe presumir la participación de algunas de las fuerzas electrostáticas. Si las partículas están húmedas y son más bien grandes, pudiera ser que la tensión superficial explicase suficientemente la adherencia.

Los polvos finos de grano uniforme captan un poco de humedad ambiental y parte de su atracción por los dedos se debe, supongo, a la inmovilización del agua entre los dedos y las partículas del polvo. Efectivamente, en la superficie de cada partícula hay una capa de agua relativamente negativa y, algo más separada, hay agua relativamente positiva. Entonces, cuando ese sistema se acerque a una superficie, la de un dedo por ejemplo, el campo eléctrico del agua relativamente positiva obligará a la superficie a hacerse negativa. Así, cada partícula se pega al dedo en virtud de la atracción de Coulomb entre capas de cargas contiguas: la superficie de la partícula es positiva, el agua contigua a ésta es relativamente negativa, el agua más separada de la partícula es relativamente positiva y la superficie del dedo es negativa.

Este tipo de adherencia, empero, sólo es intensa cuando el tamaño de las partículas ronda el orden de pocos micrometros; es casi seguro que las partículas de mayor tamaño resulten demasiado pesadas para quedar adheridas a los dedos. Tampoco se adhieren las partículas mucho más pequeñas, mas no por razón de su peso. En este caso, lo que ocurre es que las partículas más pequeñas crean unas aureolas de agua inmovilizada de mayor espesor, al no ser tan aptas para generar capas dobles de Helmholtz. De este modo no pueden acercarse tanto a los dedos como las partículas algo mayores, cuyas aureolas acuosas son más finas, y se desprenden. Afortunadamente, la adherencia a los dedos es así de selectiva; de lo contrario, nuestra vida se haría bastante incómoda, especialmente en los días húmedos, cuando cualquier cosa que tocáramos se nos pegase a los dedos por mor de la inmovilización del agua existente entre ellos y las partículas.

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

EL SISTEMA ESTADOUNIDENSE DE SEGURIDAD SOCIAL

COMING OF AGE: TOWARD A NATIONAL RETIREMENT INCOME POLICY. President's Commission on Pension Policy. U.S. Government Printing Office, 1981.

SOCIAL SECURITY FINANCING AND BENEFITS: REPORT OF THE: 1979 ADVISORY COUNCIL. Social Security Administration, Department of Health and Human Services. U.S. Government Printing Office, 1981.

SOCIAL SECURITY IN AMERICA'S FUTURE: FINAL REPORT OF THE NATIONAL COMMISSION ON SOCIAL SECURITY, MARCH, 1981. U.S. Government Printing Office, 1981.

EL SISTEMA ESPAÑOL DE SEGURIDAD SOCIAL

MANUAL DE LA SEGURIDAD SOCIAL (información obrera). O.I.T.; Ginebra, 1970.

DROIT SOCIAL EUROPÉEN. Ribas, Jonczy y Seché; París, P.U.F.; 1973.

LIBRO BLANCO DE LA SEGURIDAD SOCIAL. Madrid, 1977.

CUADROS COMPARATIVOS DE LOS REGÍMENES DE LA SEGURIDAD SOCIAL. Comisión de las Comunidades Europeas e Instituto de Estudios de Sanidad y Seguridad Social; Madrid, 1979.

MANUAL DE SEGURIDAD SOCIAL. De la Villa - Desdentado; Pamplona, Aranzadi; 1979.

LA ESTRUCTURA DE LA SEGURIDAD SOCIAL ESPAÑOLA Y SU REFORMA. Ministerio del Trabajo; Madrid, 1981.

MEMORIA ECONÓMICO-FINANCIERA. Anexa al Presupuesto de la Seguridad Social para 1982.

EXTINCIONES EN MASA DEL MESOZOICO TARDIO

AN EXTRATERRESTRIAL EVENT AT THE CRETACEOUS-TERTIARY BOUNDARY. J. Smit y J. Hertogen en *Nature*, vol. 285, n.º 5762, págs. 198-200; 22 de mayo de 1980.

EXTRATERRESTRIAL CAUSE FOR THE CRETACEOUS-TERTIARY EXTINCTION. Luis W. Alvarez, Walter Alvarez, Frank Asaro y Helen V. Michel en *Science*, vol. 208, n.º 4448, págs. 1095-1108; 6 de julio de 1980.

ESTABILIZACION DEL HIDROGENO ATOMICO

RECENT DEVELOPMENTS IN CONDENSED MATTER PHYSICS. Dirigido por J. T. DeVreese. Plenum Publishing Co., 1981.

SPIN-POLARIZED ATOMIC HYDROGEN: A WEAKLY INTERACTING, MAGNETIC BOSE GAS. A. J. Berlinsky en *Journal of Applied Physis,* vol. 52, págs. 2309-2315; 1981.

LOS SATELITES DE SATURNO

THE NEW SOLAR SYSTEM. Dirigido por J. Kelly Beatty, Brian O'Leary y Andrew Chaikin. Cambridge University Press & Sky Publishing Corporation, 1981.

VOYAGER 1 ENCOUNTER WITH SATURN. Science, vol. 212, n.º 4491; 10 de abril de 1981.

A NEW LOOK AT THE SOLAR SYSTEM: THE *VOYAGER 2* IMAGES. B. A. Smith, L. Soderblom. R. Batson, P. Bridges, J. Inge, M. Mazursky, E. Shoemaker, R. Beebe, J. Boyce, G. Briggs, A. Bunker, S. A. Collins, C. J. Kansen, T. Johnson, J. Mitchell, R. Terrile, A. F. Cook II, J. Cuzzi, J. Pollack, G. E. Danielson, A. Ingersoll, M. E. Davis, G. E. Hunt, D. Morrison, T. Owen, C. Sagan, J. Veverka, R. Strom y V. Suomi en *Science*, en prensa.

SUPERCOMPUTADORES

PIPELINE ARCHITECTURE. C. V. Ramamoorthy and H. F. Li en *Computing Surveys*, vol. 9, n.º 1, págs. 61-102; marzo, 1977.

A SURVEY OF PARALLEL MACHINE ORGANIZATION AND PROGRAMMING. D. J. Kuck en *Computing Surveys*, vol. 9, n.º 1, págs. 29-60; marzo, 1977.

VECTOR PROCESSING ON THE CYBER 200. M. J. Kascic. Control Data Corporation, 1979.

PERSPECTIVES ON LARGE-SCALE SCIENTIFIC COMPUTATION. Garry Rodrigue, E. Dick Giroux y Michael Pratt en *Computer*, vol. 13, n.º 10, págs. 65-80; octubre, 1980.

SECOND GENERATION OF VECTOR SUPERCOMPUTERS. Edward W. Kozdrowicki y Douglas J. Theis en *Computer*, vol. 13, n.º 11, págs. 71-83; 1980.

FORMACION DE UN SISTEMA NERVIOSO SIMPLE

EMBRYONIC CELL LINEAGES IN THE NERVOUS SYSTEM OF THE GLOSSIPHONIID LEECH *HELOBDELLA TRISERIALIS*. David A. Weisblat, Georgia Harper, Gunther S. Stent y Roy T. Sawyer en *Developmental Biology*, vol. 76, n.º 1, págs. 58-78; abril, 1980.

NEUROBIOLOGY OF THE LEECH. Dirigido por Kenneth J. Miller, John G. Nicholls y Gunther S. Stent. Cold Spring Harbor Laboratory, 1981.

PSICOLOGIA DE LAS PREFERENCIAS

DECISION ANALYSIS: INTRODUCTORY LECTURES ON CHOICES UNDER UNCERTAINTY. Howard Raiffa. Addison-Wesley Publishing Co., 1968.

UTILITY THEORY: A BOOK OF READINGS. Compilado por Alfred N. Page. John Wiley & Sons, Inc., 1968.

PROSPECT THEORY: AN ANALYSIS OF DECISION UNDER RISK. Daniel Kahneman y Amos Tversky en *Econometrica*, vol. 47, págs. 263-291, marzo, 1979.

TOWARD A POSITIVE THEORY OF CONSUMER CHOICE. Richard Thaler en *Journal of Economic Behavior and Organization*, vol. 1, n.º 1, págs. 39-60; marzo, 1980.

THE FRAMING OF DECISIONS AND THE PSYCHOLOGY OF CHOICE. Amos Tversky y Daniel Kahneman en *Science*, vol. 211, n.º 4481, págs. 453-458; 30 de enero de 1981.

TEMAS METAMAGICOS

TEMAS METAMÁGICOS. Douglas R. Hofstadter en *Investigación y Ciencia*, págs. 102-106; marzo, 1981.

TALLER Y LABORATORIO

ATOMISTIC APPROACH TO THE RHEOLOGY OF SAND-WATER AND OF CLAY-WATER MIXTURES. W. A. Weyl y W. C. Ormsby en *Rheology Theory and Applications*, vol. 3, dirigido por Frederick R. Eirich. Academic Press, 1960.

THE COHESIVENESS OF POWDERS. N. Pilpel en *Endeavour*, vol. 28, n.º 104, págs. 73-76; mayo, 1969.

THE PHYSICS AND MECHANICS OF SOIL. Ronald F. Scott en *Contemporary Physics*, vol. 10, n.º 5, págs. 449-472; septiembre, 1969.

CRUMB FORMATION. N. Pilpel en *Endeavour*, vol. 30, n.º 110, págs. 77-81; mayo, 1971.

Taller y laboratorio

Cómo observar el "moteado" característico de la luz láser en distintos tipos de iluminación

Jearl Walker

Los primeros láseres gaseosos (que aparecieron hace unos 20 años) no sólo produjeron luz coherente, sino que además llamaron la atención por un fenómeno curioso: cuando su luz incidía sobre una superficie, ésta presentaba a veces una apariencia granular o moteada. Esta imagen formada por motas, conocida hoy por moteado, sorprendió a todos, pese a que hacía tiempo que se habían observado imágenes semejantes en superficies iluminadas por luz solar. El moteado aparece siempre que la luz láser se dispersa en una superficie cuyas irregularidades sean del orden de la longitud de onda de la luz.

El moteado producido por la luz solar suele pasar desapercibido porque es muy tenue y carece de contraste y movimiento. Robert N. Sollod, profesor de psicología de la Universidad estatal de Cleveland, me acaba de señalar, sin embargo, lo que considero un caso de moteado cinético producido por luz solar. Este consiste en que, al exponer directamente a la luz solar una cuchara, llena hasta menos de la mitad de café con crema de leche, se contempla un enjambre de puntos destelleantes y repletos de colorido que se mueven animadamente al azar por el líquido. Diría que ese punteado se debe a la dispersión de la luz por las partículas coloidales dotadas de movimiento browniano dentro del líquido. Investigaciones anteriores sugirieron que tal efecto era improbable, si no imposible. Y si mi interpretación es correcta, el experimento de Sollod sería el único en el que podría detectarse el movimiento browniano sin otro medio que nuestra vista pura y simple.

Para explicar el fenómeno podemos valernos de una lámina de vidrio transparente esmerilado. Intercalamos la lámina en la trayectoria de un haz de láser, que después iluminará una pantalla, o un trozo de papel fotográfico, colocado a cierta distancia. Imaginemos el haz compuesto inicialmente por innumerables rayos paralelos, a lo largo de cada uno de los cuales se propaga una onda. Característica particular de los láseres es que el mismo proceso en virtud del cual se hace que los átomos del medio activo del láser emitan luz, asegura que todas las ondas se hallen en fase, es decir, que todas ellas se hallan en el mismo estado cuando cruzan un plano perpendicular al haz. De este tipo de luz se dice que es coherente. La luz procedente de otras fuentes ordinarias, como una bombilla de incandescencia, es incoherente. En este caso, las fases de las ondas que atraviesan el plano imaginario mencionado no mantienen entre ellas una diferencia constante, sino que ésta varía continuamente.

La luz láser que atraviesa nuestra lámina de vidrio se dispersará en la cara esmerilada de la misma. Los rayos dispersados ya no estarán en fase y es casi imposible que se propaguen en la misma dirección. El cambio de fase se debe a las leves variaciones en el espesor del vidrio, dada la irregularidad de la superficie esmerilada. La velocidad de la luz en el vidrio resulta ser menor que en el aire, pues la luz, en el seno del vidrio, emplea cierto tiempo en interacciones con los átomos de éste. Entonces, cuanto más grueso sea el vidrio, tanto más tiempo se perderá en esas interacciones y más tardará la luz en atravesarlo. Además, como la superficie del vidrio esmerilado es rugosa, los rayos que salgan por su superficie habrán empleado en atravesarlo unos tiempos de tránsito diferentes. Por todo ello, los rayos emergerán del vidrio con una gran diversidad de fases.

En la ilustración superior de la página contigua se representa un ejemplo de lo que podría ocurrir. Dos ondas atraviesan una lámina de vidrio en una de cuyas caras hay un "escalón" que representa la rugosidad. Estas ondas penetran en el vidrio y se propagan por su interior exactamente en fase. Dentro del vidrio sus longitudes de onda se reducen por igual (puesto que la velocidad de propagación resulta disminuida); cuando emergen recuperan su anterior longitud de onda. Para simplificar se representan saliendo del vidrio, sin que haya variado su dirección de propagación. A causa de la rugosidad del vidrio, sin embargo, uno de los rayos sale exactamente en oposición de fase con el otro (que es una de las infinitas diferencias de fase que podrían

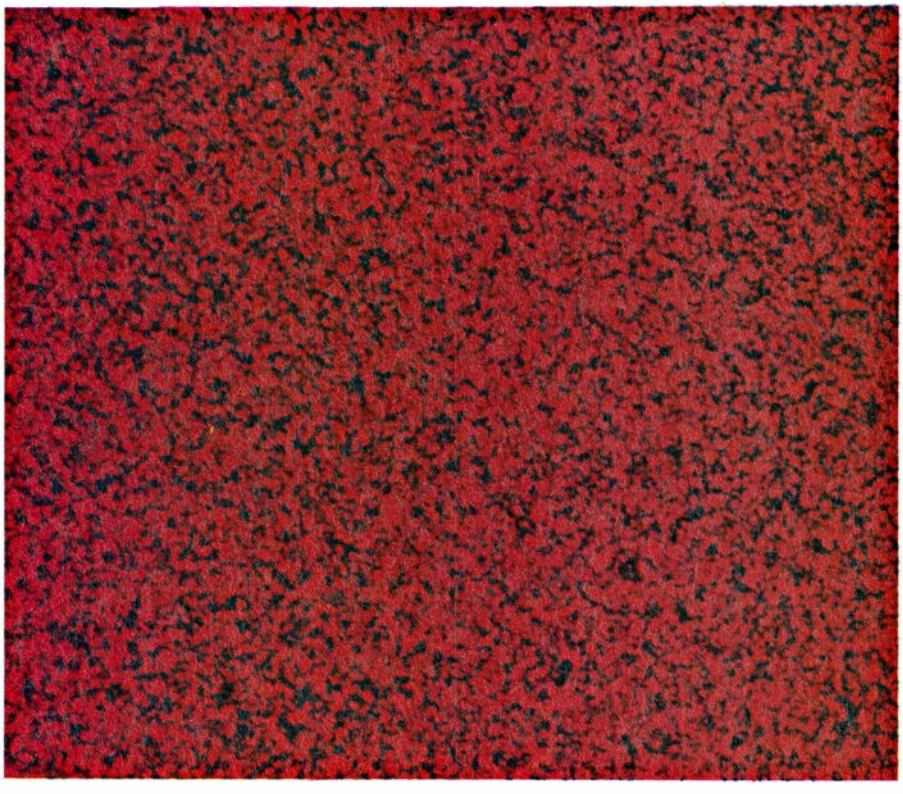


Figura de moteado generada por la luz de un láser de helio-neon

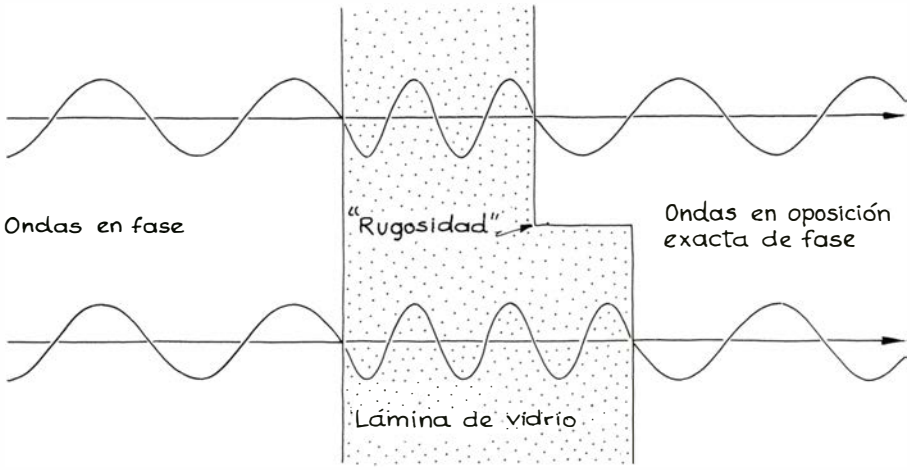
darse). Esta diferencia de fase determina el modo en que se interfieren las dos ondas al llegar a la pantalla.

Consideremos la luz que llega a la pantalla tras salir por los puntos *A* y *B* del vidrio esmerilado. Si las ondas llegan exactamente en fase, se interferirán constructivamente, originando la intensidad luminosa máxima posible. Por tratarse de una superficie rugosa y diferir, además, las distancias de *A* y *B* al punto de la pantalla, resulta poco probable que los rayos lleguen a éste último exactamente en fase; por tanto, la interferencia producirá una luminosidad inferior a la máxima. Si llegan exactamente en oposición de fase, se interferirán destructivamente y el punto considerado aparecerá oscuro.

Todos los puntos del vidrio esmerilado contribuyen con ondas al punto de la pantalla; interferirán unas con otras y determinarán la luminosidad que se observe en él. Los demás puntos de la pantalla recibirán también rayos luminosos, que se interferirán asimismo. En consecuencia, la pantalla aparecerá salpicada de un enrevesado conjunto de zonas luminosas, apagadas y oscuras. Y este es el moteado del láser, que carece de una estructura organizada, en parte porque la superficie del vidrio esmerilado tampoco la posee.

La luminosidad de un punto dado de la pantalla permanecerá constante únicamente si la relación entre las fases de los rayos se mantiene constante. Si por *A* sale una cresta de onda cuando por *B* salga un seno, los rayos procedentes de ambos puntos se interferirán en la pantalla siempre del mismo modo. Pero si varía la relación entre las fases, variará la interferencia, de suerte que una relación rápidamente variable producirá en el punto en cuestión una intensidad luminosa rápidamente variable. Entonces, como la vista y el cerebro promedian la luminosidad a través de un gran número de fluctuaciones de la misma, desaparecerá la imagen del moteado y la pantalla aparentará gozar de una iluminación uniforme.

Cuando el láser se sustituye por una lámpara de incandescencia ordinaria, el moteado se esfuma. En efecto, aunque en un instante cualquiera la relación entre las fases de los rayos salientes del vidrio esmerilado tendrá un valor determinado, al instante siguiente la relación habrá cambiado al azar. El sistema perceptivo promediará esas imágenes y, así, no quedará vestigio alguno de figura interferencial (lo que es una suerte, pues de lo contrario todas las luces que solemos emplear inundarían el espacio circundante con moteados de interferencia).

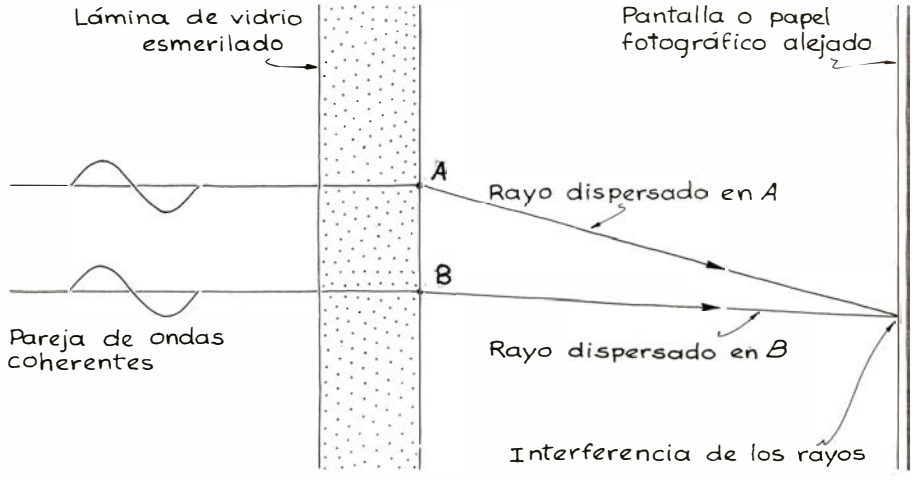


Cambio de fase en dos ondas de luz láser producido por la rugosidad superficial del vidrio

Con un manantial luminoso distinto del láser pueden observarse moteados interferenciales, con tal que el manantial ocupe un ángulo suficientemente pequeño dentro del campo visual. Por ejemplo, bajo luz solar contemplaremos un moteado porque el sol constituye una fuente luminosa de sólo 0,5 grados de diámetro. Cumple el mismo cometido un estenope alejado (y aunque éste se ilumine con una bombilla eléctrica, puede aparecer el moteado si el estenope subtiende un ángulo pequeño visto desde la pantalla).

Los moteados interferenciales producidos por la luz solar o un estenope alejado e iluminado con luz blanca son complicados ya que ésta consta de todo el espectro visible. Nos resultará más sencillo considerar luz filtrada, compuesta de una sola longitud de onda. La creación de un moteado interferencial mediante una fuente luminosa distinta del láser depende de la coherencia espacial de la luz y no de su coherencia temporal. Supongamos que nos fuera posible tomar muestras de la luz que pase por un determinado punto camino del vidrio esmerilado. En el punto de muestreo, la luz coherente en el tiempo mostraría una variación uniforme entre crestas y senos, indicando así que la frecuencia de la onda es constante. Este tipo de luz sólo puede generarse en un láser; en la Tierra no se dan fuentes naturales de esas características.

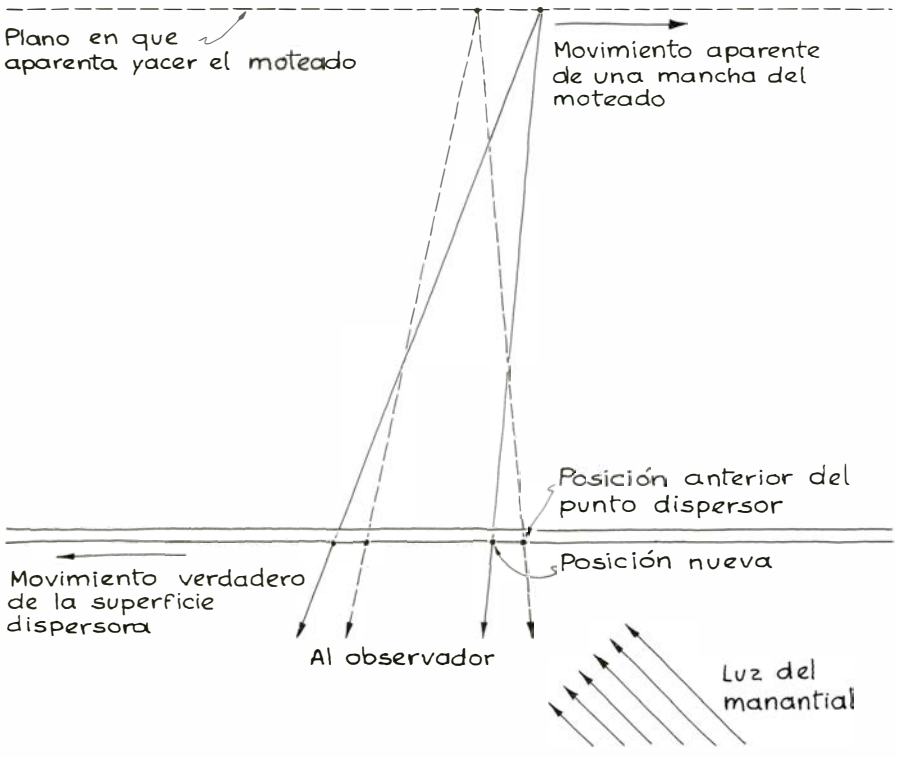
Supongamos también que, simultáneamente, tomamos muestras de luz en otro punto situado a la misma distancia de la fuente. Si acontece que las ondas que pasan por los dos puntos de muestreo mantienen una determinada relación entre sus fases, se dice que la luz es coherente en el espacio (y a veces transversalmente coherente). Por ejemplo, si por uno de los puntos pasa una cresta de onda siempre que por el otro pase un seno, ambas ondas serán espacialmente coherentes. La medida del alcance de la coherencia espacial es la distancia que puede alejarse uno de los puntos de muestreo sin destruir la relación fija entre las fases. El contraste del moteado depende del alcance de la coherencia espacial; por ello, al poseer la luz láser una coherencia espacial



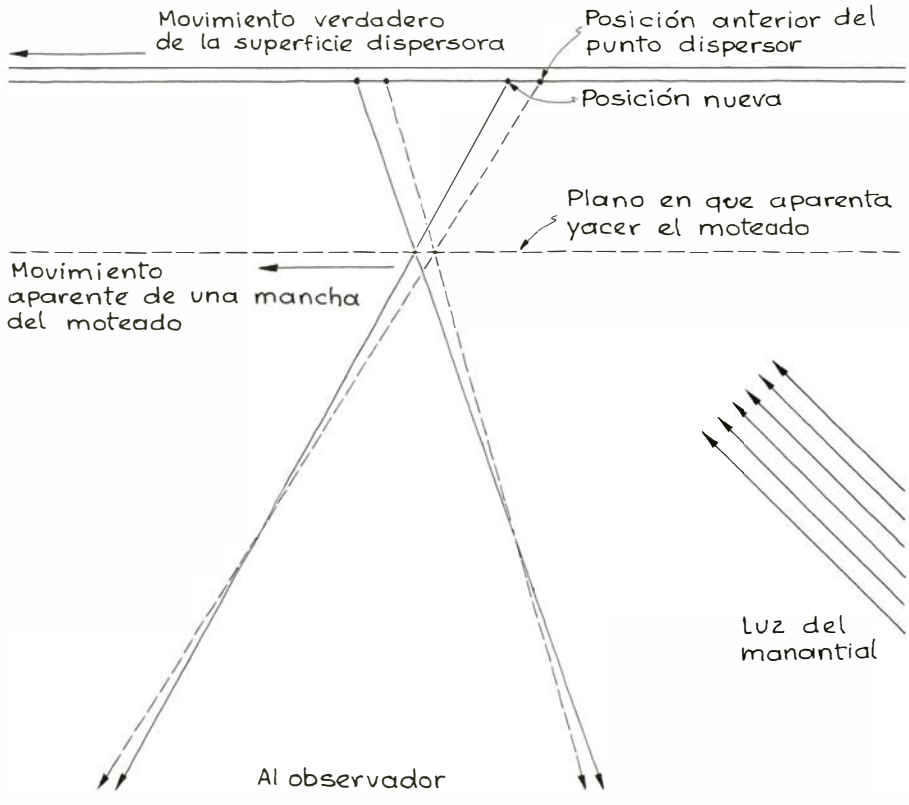
Interferencia entre dos ondas láser tras atravesar un vidrio esmerilado

muy amplia, genera moteados de gran contraste.

La luz procedente de un estenope iluminado con una bombilla ofrece cierta coherencia espacial si el estenope se encuentra relativamente alejado de los puntos de muestreo. Cuando la luz que se propague desde un estenope alejado atraviese un vidrio deslustrado camino de una pantalla, creará en ésta una figura de moteado interferencial. Lo que en tal caso ocurre es que, en cada instante, los rayos procedentes del vidrio esmerilado tienen todos una cierta relación de fase. Un momento después, la fase de la luz no guardará relación determinada alguna con la fase de la luz precedente, pero todos los rayos que salen del vidrio seguirán con la misma relación de fase unos con otros. Así se mantendrá la figura de interferencia, y podrá percibirse.



Movimiento aparente del moteado cuando la distancia focal de la vista del observador es demasiado larga



Movimiento aparente del moteado cuando la distancia focal del observador resulta escasa respecto a la posición de la superficie iluminada

A medida que el estenope se va acercando al vidrio deslustrado, la luz que lo ilumina se torna cada vez menos coherente en el espacio y mengua el contraste del moteado, hasta que la coherencia espacial acaba prácticamente por perderse; en cuyo instante los rayos que salgan del vidrio carecerán de una relación fija entre fases y desaparecerá el moteado.

El moteado interferencial comenzó a estudiarse en la reflexión de la luz láser sobre superficies rugosas. Cuando luz espacialmente coherente se refleja en una superficie de este tipo, los rayos luminosos han recorrido trayectos de longitudes distintas hasta su llegada al observador. Aunque al incidir sobre la superficie pudieran haber estado exactamente en fase, ya no lo seguirán estando todos cuando lleguen al observador; y en la retina de éste se interferirán unos con otros.

La luz blanca procedente de un estenope o la luz solar generan un moteado interferencial polícromo porque son luces de amplio espectro. La diferencia de fase final de los rayos que se interfieren depende parcialmente de sus longitudes de onda; de ahí que surjan figuras de interferencia ligeramente distintas para cada color del espectro. El resultado es una figura llena de colorido, pero falta de contraste.

Eugene Hecht utiliza como elemento para observar moteados bajo luz solar una superficie negra. Rocía de pintura negra mate un papel terso y luego contempla el papel iluminado bajo un ángulo de unos 45 grados. Con un poco de práctica puede verse una figura polícroma finamente granosa sobre la superficie ennegrecida. Hecht indica que una vez que se haya contemplado esa figura se verán moteados en muchos objetos que reciben iluminación directa del Sol; como ejemplos pone "una moneda deslustrada, un capó de automóvil oxidado e incluso una uña".

Vincent P. Mallette describe una figura de moteado creada con la luz de un arco con electrodos de carbón. El moteado aparece si la superficie dispersora se distancia un tanto del arco. A medida que vaya acercándose, la luz que incide sobre ella se hace cada vez menos coherente en el espacio y desaparece el moteado.

El tamaño aparente de los elementos

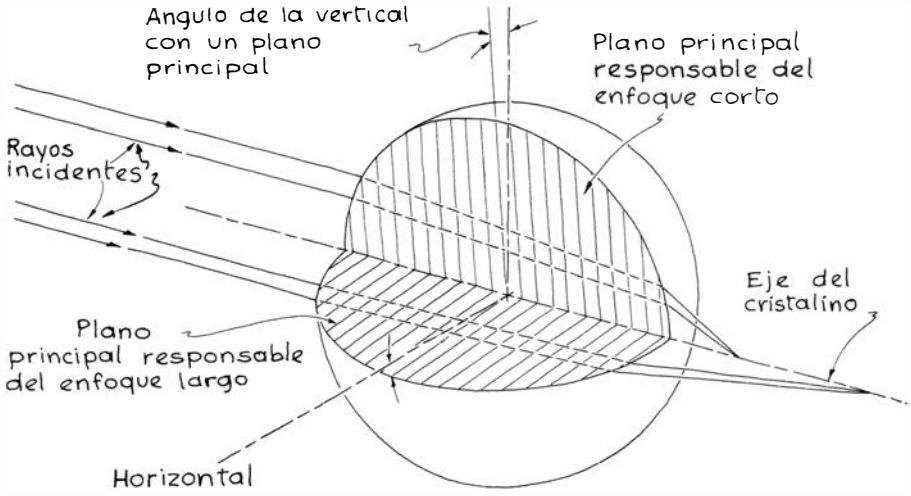
de una figura de moteado procedente de una reflexión depende en parte de la apertura del ojo. Así, cuando la pupila está abierta pueden penetrar en el ojo rayos bajo ángulos comprendidos entre amplios límites, que se interferirán en la retina creando una figura de elementos relativamente pequeños. Con una pupila más contraída, los ángulos bajo los que penetran los rayos varían entre límites más estrechos y en el ojo entrarán menos rayos, que en la retina generarán una figura de interferencia menos complicada formada por elementos de mayor tamaño.

El tamaño del moteado depende, pues, de la apertura con que se observa la figura, ¿Cómo ponerlo de manifiesto? Se examina el tamaño de un moteado producido por reflexión atisbando por una apertura de tamaño variable. Al disminuir la apertura, debe parecer que los elementos crecen de tamaño.

Cuando el observador, o la superficie reflectora sobre la que se ve el moteado, se mueven rápidamente en dirección perpendicular a la visual del observador, desaparece el moteado. Ello se debe a que, dentro del tiempo medio de la percepción humana, el moteado móvil se diluye en lo que parece ser una reflexión uniforme sobre la superficie dispersora. Si el movimiento es lento, dará la impresión de que la figura va de un lado a otro de la superficie. El movimiento puede ser hacia la derecha o la izquierda. En los primeros estudios en torno al moteado se atribuyó el sentido del movimiento al estado de la vista del observador. Si mueve la cabeza hacia la derecha (o se mueve la superficie reflectora hacia la izquierda), el observador miope verá que el moteado se desplaza hacia la izquierda; el hipermétrope, hacia la derecha.

En las primeras explicaciones, este movimiento aparente se atribuyó al paralaje, efecto que se muestra al observar dos objetos, uno cercano y otro más lejos. Si entonces movemos la cabeza hacia un lado, los objetos no retienen su alineación. Esta redisposición de los objetos podría interpretarse como un movimiento aparente de uno de ellos, o de los dos. Si se atribuye movimiento a ambos objetos, el más próximo parecerá moverse en sentido contrario a nuestra cabeza; el más lejano, en el mismo sentido. La verdad es que no se mueve ninguno de los dos, como ya sabremos si tenemos conocimiento previo; pero sin éste, podría creerse que los objetos sí se han movido.

En las manifestaciones de movimiento de un moteado, el movimiento aparente es consecuencia de la acomodación del ojo (o enfoque). Las personas



Disposición geométrica de los rayos luminosos al atravesar un ojo astigmático

de vista normal y las hipermétropes pueden acomodar la vista para enfocar sobre la retina objetos lejanos. Cuando la percepción carece de datos acerca de la distancia de un objeto, el cerebro admite que los ojos se enfoquen como si los rayos procedieran de una distancia considerable. Y he aquí lo que acontece cuando una persona de vista normal o una persona hipermétrope examinan una figura de moteado interferencial: el moteado es una imagen creada directamente sobre la retina, pero una acomodación de la vista insuficiente produce la ilusión de que la figura está distante.

En esta situación, la pantalla está más cerca del observador de lo que aparenta estar la figura; y cuando el observador mueva la cabeza hacia un lado, el objeto más alejado (la figura de interferencia) parecerá moverse en el mismo sentido. O sea, si la superficie reflectora se mueve perpendicularmente a la visual de un observador inmóvil, el moteado aparentará moverse dentro de la pantalla en sentido contrario.

Los miopes no pueden enfocar objetos alejados. Supongamos una pantalla ubicada más allá de la distancia a la que pueda enfocar un observador miope. Entonces, éste interpretará que el moteado se encuentra a su distancia de enfoque máxima y, cuando mueva la cabeza, el objeto más cercano (el moteado) le parecerá moverse en sentido contrario.

En 1965, Douglas C. Sinclair señaló que esta explicación era incompleta en lo que respecta a las personas de vista normal. En tal caso, y bajo las condiciones adecuadas, el movimiento aparente del moteado depende del color de la luz. En los primeros tiempos de los láseres gaseosos, todos esos dispositivos emitían en el rojo; en los informes acerca del movimiento aparente del moteado se suponía que con los demás colores los resultados serían iguales. Pero, cuando los láseres comenzaron a emitir en el verde y el azul, surgieron las discrepancias.

Sea una persona de vista normal que examina el movimiento aparente de dos moteados interferenciales, primero el producido por un haz de luz láser azul y luego el de un haz de luz láser roja. Le rogamos entonces que acomode la vista a la superficie dispersora, la cual, además, está iluminada por la luz general de la sala, que es blanca. En estas circunstancias, el moteado rojo parecerá encontrarse detrás de la superficie dispersora y el azul delante.

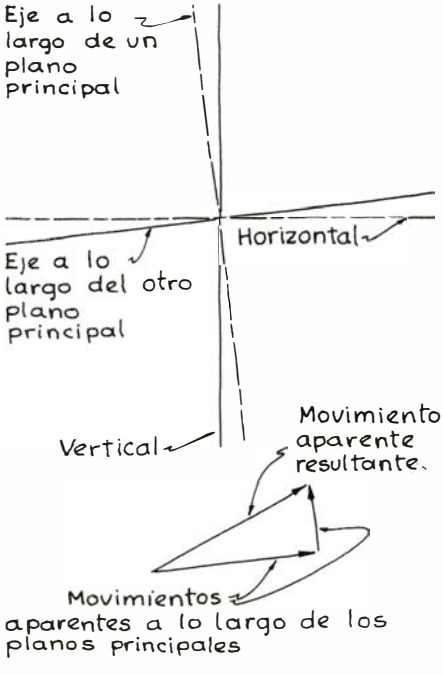
Esta diferencia se debe a la aberración cromática del ojo humano. Efectivamente, la luz de longitud de onda larga (la roja) se refracta menos en el ojo y requiere de éste una distancia focal interna mayor que la luz de longitud de onda más corta (la azul); lo cual significa que la posición aparente de un moteado rojo estará más alejada que la de uno azul.

Cuando el observador mueva la cabeza de un lado a otro de su visual inicial, la figura roja, aparentemente más alejada, se desplazará en el mismo sentido que su cabeza y la figura azul, aparentemente más cercana, en el sentido opuesto. Si el color del láser es próximo al centro de la gama de colores a la que reacciona el ojo, entonces el moteado aparentará estar más cerca de la superficie dispersora. El movimiento aparente de la figura de interferencia que acompaña al movimiento de la cabeza del observador se hace progresivamente menos discernible. Así, cuando la figura parece encontrarse a la misma distancia que la superficie dispersora, la figura no se desplaza como un todo por la superficie según los movimientos de la cabeza del observador, sino que presenta un movimiento caótico, llamado

a veces hervor porque se asemeja a las burbujas que llegan a la superficie del agua hirviendo.

En un examen más detallado del desplazamiento del moteado ha de intervenir el movimiento de los puntos donde se dispersan los rayos responsables de las manchas luminosas de la figura. En la ilustración superior de la página 118 se representa una superficie rugosa que dispersa dos rayos en dirección a un observador. Supongamos que el resultado sea una mancha luminosa en la figura de moteado interferencial. Entonces, la acomodación de la vista del observador hará que los rayos parezcan surgir de un único punto perteneciente a un plano virtual situado detrás de la superficie dispersora auténtica.

Supongamos que esa superficie se desplace hacia la izquierda de la visual del observador, pero no tanto que la mancha luminosa pierda su diferenciación al alterarse la figura. Entonces la ubicación aparente del origen único de ambos rayos se moverá también, pero en sentido contrario al del movimiento de la superficie dispersora real. Cuando la vista del observador esté hipoacomodada a la superficie dispersora (o sea, cuando esté enfocada detras de la superficie), el movimiento aparente del moteado será opuesto al que verdaderamente tenga la superficie dispersora y en el mismo sentido que el movimiento de su cabeza. Cuando la vista esté hiperacomodada se dará lo contrario de lo anterior. La velocidad aparente de la mancha en cuestión depende de su distancia aparente a la superficie dispersora.



Influencia de un ojo astigmático en el movimiento del moteado

En ningún caso las manchas realizan un recorrido completo de un lado a otro de la superficie dispersora; poco después de que una cualquiera parezca haber hecho un corto recorrido, desaparecerá porque el movimiento de la superficie dispersora, o de la cabeza del observador, altera la geometría de los rayos que penetran en los ojos. Sin embargo, van surgiendo nuevas manchas que se mueven como lo hacía cada mancha anterior y, por tanto, se cae en la ilusión de que las manchas persisten a lo largo de un recorrido completo por la superficie dispersora.

Cuando la vista está acomodada a la superficie dispersora (o sea, cuando la superficie está enfocada sobre la retina), ni el movimiento de la superficie ni el de la cabeza dan por resultado un desplazamiento ordenado de la figura de interferencia. En lugar de ello, cada una de las manchas de la figura se mueve de un lado a otro de la visual hasta que los ángulos de los rayos dispersados varían tanto que las manchas se confunden. Si prosigue el movimiento de la superficie o de la cabeza, aparecen nuevas manchas, que se mueven en direcciones aleatorias y luego desaparecen; diríase entonces que la superficie ha entrado en ebullición.

Hay investigadores que sugieren que la observación de figuras de moteado interferencial podría reemplazar a los exámenes de la vista usuales en clínicas oftalmológicas, especialmente en el caso de las personas incapaces de leer las letras que se emplean en las pruebas normales. Para ello, de un lado a otro del campo visual del observador se movería una superficie, en la que se dispersaría la luz procedente de un láser de poca intensidad al objeto de crear una figura de moteado. El observador debe entonces acusar el sentido del movimiento de la figura. Seguidamente, en el campo visual se intercalan lentes de graduación cada vez mayor hasta invertirse el sentido del movimiento. Luego, reduciendo la graduación de las lentes, el óptico debe encontrar la graduación para la cual el moteado parece hervir sobre la superficie dispersora. Esa será la graduación de la lente necesaria para corregir la vista del observador.

Algunos observadores dan con otra peculiaridad en el movimiento de los moteados interferenciales. Esta consiste en que cuando el observador padece astigmatismo, la figura puede aparentar desplazarse formando un ángulo con la horizontal a lo largo de la cual el observador mueve la cabeza. Este movimiento bidimensional tiene su origen en el hecho de que un ojo astigmático presenta una distancia focal distinta a los rayos que lo atraviesan según planos meridianos diferentes.

En la descripción normalmente admitida del ojo astigmático se conviene en que éste está atravesado por dos planos principales. Estos planos se representan en la ilustración de la página anterior. Los rayos, inicialmente paralelos, que atraviesan el ojo a lo largo de uno de esos planos imaginarios están focalizados a una determinada distancia dentro del ojo. Esta distancia focal es menor para los rayos que atraviesan el ojo a lo largo del otro plano. Por otra parte, aunque ambos planos sean perpendiculares entre sí, no son necesariamente uno vertical y otro horizontal.

Los ángulos bajo los que penetran en el ojo los rayos que contribuyen al moteado varían entre límites muy amplios. Para simplificar voy a suponer que los rayos atraviesan el ojo a lo largo de uno u otro de los planos imaginarios. Así, cuando el observador mueva la cabeza horizontalmente, las manchas de moteado parecerán desplazarse en parte paralelamente al plano de distancia focal corta y, en parte, paralelamente al plano de distancia focal larga. Entonces, como resultado, el cerebro interpretará que el movimiento se efectúa paralelamente a una recta situada entre ambos planos. Y, como dicha recta estará probablemente inclinada respecto a la horizontal, las manchas parecerán moverse a lo largo de una recta inclinada cuando un observador astigmático mueva la cabeza horizontalmente.

Me ha fascinado la descripción de Sollod en torno al revoltillo de colores observable en una cucharilla de café con crema de leche. En los trabajos anteriores publicados se había desechado la posibilidad de que en las soluciones fueran observables moteados interferenciales. Así, en cierto trabajo se concluía que el moteado no es observable con luz espacialmente coherente, reflejada y dispersada en la superficie de la leche, a menos que ésta se encuentre congelada. En principio el moteado debería ser visible, ya que todas las partículas coloidales de la leche dispersan la luz hacia el observador. Y, como los distintos rayos recorren trayectos distintos al dispersarse, el observador contemplará una figura de interferencia.

El moteado no aparece, empero, porque las partículas coloidales se mueven caóticamente. Este movimiento, llamado movimiento browniano, se debe a las sacudidas que continuamente recibe cada partícula por parte de sus vecinas, que se encuentran en agitación térmica. Es cierto, pues, que en cada instante el conjunto de partículas envía

una figura de moteado al observador; pero la posición inestable de las partículas hace que se difumine la figura durante el tiempo en que la vista promedia la percepción, con el resultado de que la superficie de la leche parece iluminada uniformemente. El moteado podría manifestarse si se moderase el movimiento caótico de las partículas. Al congelarse la leche, el movimiento se detiene prácticamente y, entonces, la figura de moteado resta invariable.

¿Qué decir de la experiencia de Sollod? Mi opinión es que se trata de un caso en que cabe apreciar el moteado de un líquido capaz de fluir libremente. El truco reside en disponer el líquido en una capa muy fina, o diluida, e iluminarla con luz espacialmente coherente. De ese modo la luz, en su camino hacia la superficie reflectora de la cucharilla, se dispersará en un pequeño número de partículas, para volver a dispersarse en otro pequeño número de ellas al regresar hacia el observador, creando así la figura de moteado en la retina. Por otro lado, una capa más gruesa, o más concentrada, interpondría demasiadas partículas en el camino de la luz, con lo que la luz reflejada por la cucharilla sería muy poco intensa y la figura quedaría difuminada.

Podría ser que la finura de la capa de leche influya de otra manera. En una capa delgada, el movimiento browniano de las partículas coloidales es más moderado; y ello no ya porque las moléculas estén más frías, sino porque aumenta la viscosidad de los líquidos al formar capas delgadas. Con un movimiento menos agitado, el tiempo de fluctuación cae entonces dentro de los límites en que es posible discriminar las figuras una a una.

Las motas de luz que aparecen en los ensayos de Sollod presentan color porque las figuras de moteado interferencial dependen de la longitud de onda de la luz. Así, en cierto instante el observador puede encontrarse con la orientación correcta para recibir luz azul de una partícula; en el instante siguiente, la partícula se habrá movido y podría ser que el observador recibiera luz verde de una partícula que ocupe una posición cercana a la que ocupaba la partícula anterior.

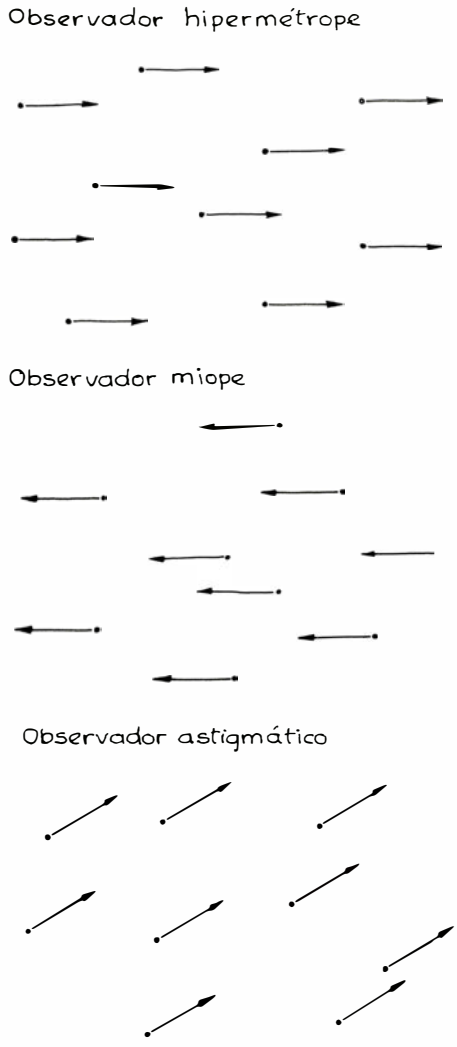
Cuando sostengo una cucharilla medio llena de leche bajo la luz del Sol, no siempre veo a la primera la figura de moteado cinético. Sobre las zonas secas de la cucharilla se presenta una figura de moteado tenue e invariable, como en la mayoría de los objetos bañados por la luz solar. Sólo en el contorno de la masa de leche es ésta sufientemente delgada para crear la figura de moteado cinético. Para estudiarlo mejor, remuevo con suavidad la leche, para que ésta llegue a cubrir la mayor parte de la superficie, y así cuando ésta vuelva a escurrirse hacia la masa principal de la misma, el recubrimiento del resto de la cucharilla quede bien fino. Paulatinamente, las finas capitas de leche remanentes van haciendo surgir moteados cinéticos; al cabo de un rato, las capitas se van secando y las figuras se hacen invariables y menos coloreadas.

No me es difícil descubrir figuras de moteado cinético en capas de leche finas, cuando éstas se forman sobre superficies reflectoras, así un espejo o una cucharilla como la empleada por Sollod. Pero no lo consigo con superficies pintadas de negro mate; sospecho que la causa está en el modo en que se dispersa la luz en las partículas coloidales. Efectivamente, parece ser que la dispersión es más intensa hacia adelante que hacia atrás, donde se halla el observador; entonces, si la figura de moteado interferencial ha de ser suficientemente intensa para advertirse, la luz dispersada por las partículas tendrá necesariamente que reflejarse en una superficie en dirección al observador. Si esta superficie no produce reflexión de la luz, probablemente resultará un moteado cinético apagado.

Para comprobar esta hipótesis hice pasar luz solar a través de una capa fina de leche depositada sobre un plato de plástico transparente. Al mirar la luz solar que dejaba pasar el plato desde el reverso de éste, me encontré con el acostumbrado moteado cinético; en el anverso del plato no aparecía moteado alguno. Así pude comprobar que las partículas de leche dispersan la luz principalmente hacia adelante.

Para que se den figuras de moteado interferencial cinético tiene que haber partículas en suspensión de un tamaño muchísimo mayor que el de una micromolécula. Así, una capa fina de agua no da figuras cinéticas, pero una capa fina de agua con un poco de leche disuelta sí las da. Evidentemente el moteado cinético requiere partículas de tamaños del orden de un micrometro.

La dispersión en moléculas de agua, notablemente menores, no genera moteados. Una causa de ello es que las moléculas se distribuyen de manera casi continua; otra es que se mueven más deprisa que las partículas de mayor tamaño. Semejante distribución casi continua, junto con una mayor velocidad, dan por resultado una reflexión uniforme. Las partículas de tamaños superiores a los 100 micrometros no engendran figuras de moteado cinético por resultar demasiado grandes para desencadenar un movimiento browniano; sí producen, en cambio, figuras de moteado estacionario.



Movimientos aparentes del moteado

En octubre pasado les describí las figuras de interferencia que pueden contemplarse en los espejos polvorientos y empeñadas. Estas figuras necesitan luz espacialmente coherente, al menos en parte. Pueden servir luz láser, luz solar o la procedente de un estenope. Como observación final les dije entonces que las zonas centrales de la figura, conocida con el nombre de anillos de Fraunhofer, deberían presentar una textura uniforme, en vez de mostrar un veteado nítidamente perceptible. Pues bien, éste forma parte de una figura de moteado creada por la dispersión de la luz en las motas de polvo o gotitas de agua. Lo que aquí ocurre es que las ondas coherentes pueden dispersarse en dos motas o gotitas contiguas para luego seguir camino hasta la retina del observador, donde se interfieren; en virtud de ello, el observador verá claridad, palidez u oscuridad en la posición de las motas o gotitas. La intensidad depende de la separación entre motas.

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

RADIACIONES IONIZANTES DE BAJO NIVEL Y SUS EFECTOS BIOLOGICOS

SOURCES AND EFFECTS OF IONIZING RADIATION: REPORT TO THE GENERAL ASSEMBLY. Comité Científico sobre los Efectos de la Radiación Atómica. Naciones Unidas, 1977.

THE EFFECTS ON POPULATIONS OF EXPOSURE TO LOW LEVELS OF IONIZING RADIATION. Advisory Committee on the Biological Effects of Ionizing Radiation. National Research Council. National Academy of Sciences. National Academy Press, 1980.

THE CONTRIBUTION OF IONIZING RADIATION TO CANCER MORTALITY IN THE UNITED STATES. Seymour Jablon y John C. Bailar III en *Preventive Medicine*, vol. 9, n.º 2, págs. 219-226; marzo, 1980.

EFFECTS OF LOW-LEVEL RADIATION AND COMPARATIVE RISK. W. K. Sinclair en *Radiology*, vol. 138, n.º 1, págs. 1-9; octubre, 1981.

LAS PISADAS FOSILES DE LAETOLI

MELILITITE-CARBONATITE TUFFS IN THE LAETOLIL BEDS OF TANZANIA. Richard L. Hay en *Contributions to Mineralogy and Petrology*, vol. 67, n.º 4, págs. 357-367; 15 de diciembre de 1978.

PLIOCENE FOOTPRINTS IN THE LAETOLIL BEDS AT LAETOLI, NORTHERN TANZANIA. M. D. Leakey y R. L. Hay en *Nature*, vol. 278, n.º 5702, págs. 317-323; 22 de marzo de 1979.

PALEOENVIRONMENT OF THE LAETOLIL BEDS, NORTHERN TANZANIA. R. L. Hay en *Hominid Sites: Their Geologic Settings*, dirigido por G. Rapp, Jr., y C. F. Vondra. Western Press, 1981.

ASI ENTRA Y SALE DE SU HOSPEDADOR UN VIRUS ANIMAL

COATED PITS. COATED VESICLES, AND RECEPTOR-MEDIATED ENDOCYTOSIS. Joseph L. Goldstein, Richard G. W. Anderson y Michael S. Brown en *Nature*, vol. 279, n.º 5715, págs. 679-685; 21 de junio de 1979.

ON THE ENTRY OF SEMLIKI FOREST VIRUS INTO BHK-21. Ari Helenius, Jürgen Kartenbeck, Kai Simons y Erik Fries en *The Journal of Cell Biology*, vol. 84, n.º 2, págs. 404-420; febrero, 1980.

THE BUDDING MECHANISMS OF ENVELOPED ANIMAL VIRUSES. Kai Simons y Henrik Garoff en *The Journal of General Virology*, vol. 50, 1.ª parte, págs. 1-21; septiembre, 1980.

TITAN

THE PLANET SATURN: A HISTORY OF OBSERVATION, THEORY AND DISCOVERY. A. F. O'D. Alexander. Faber and Faber, 1962.

TITAN. James B. Pollack en *The New Solar System*, dirigido por J. Kelly Beatty, Brian O'Leary y Andrew Chaikin. Cambridge University Press y Sky Publishing Corporation, 1981.

VOYAGER 1 ENCOUNTER WITH SATURN. *Science*, vol. 212, n.º 4491; 10 de abril de 1981.

QUIMICA DE LAS LLAMAS

FLAMES: THEIR STRUCTURE, RADIATION AND TEMPERATURE. A. G. Gaydon y H. G. Wolfhard. Chapman and Hall, 1970.

FUNDAMENTALS OF COMBUSTION. Roger A. Strehlow. R. E. Krieger Publishing Co., Inc., 1979.

CHEMICAL KINETICS OF HIGH TEMPERATURE COMBUSTION. W. C. Gardiner, Jr., y D. B. Olson en *Annual Review of Physical Chemistry*, vol. 31, págs. 377-399; 1980.

LOS QUASARS, SONDAS DEL UNIVERSO DISTANTE Y PRIMITIVO

EL AGRUPAMIENTO DE LAS GALAXIAS. Edward J. Groth, P. James E. Peebles, Michael Seldner y Raymond M. Soneira en *Investigación y Ciencia*, págs. 24-35; enero, 1978.

QUASARS: OBSERVED PROPERTIES OF OPTICALLY SELECTED OBJECTS AT LARGE REDSHIFTS. Malcolm G. Smith en *Vistas in Astronomy*, vol. 22, págs. 321-362; 1978.

OBJECTS OF HIGH REDSHIFT. George O. Abell y P. J. E. Peebles. D. Reidel Publishing Co., 1980.

VISION DE LOS COLORES EN LOS PECES

THE EVOLUTION OF PHOTOPIC VISUAL PIGMENTS IN FISHES: PART III. W. N. McFarland y F. W. Munz en *Vision Research*, vol. 15, n.º 10, págs. 1071--1080; octubre, 1975.

THE ECOLOGY OF VISION. J. N. Lythgoe. Oxford University Press, 1979.

SILOS

BIN LOADS. A. W. Jenike y J. R. Johansson. Journal of the Estructural Division. Proceedings of the American Society of Civil Engineers; ST. 4, págs. 1011-1039; abril, 1968.

STORAGE AND FLOW OF SOLIDS. A. W. Jenike en *Bulletin* of the Utah Engineering Experimental Station, n.º 123. University of Utah; Salt Lake City, 1970.

SOBREPRESIONES EN LAS PAREDES DE LOS SILOS DEBIDAS AL VACIADO Y EFECTOS PRODUCIDOS POR LA FORMA DE LA TOLVA Y EXCENTRICIDAD DEL VACIADO. J. Ravenet. Tesis doctoral en la Universidad Politécnica de Barcelona; mayo 1974.

SILOS, TEORÍA, INVESTIGACIÓN, CONSTRUCCIÓN. J. Ravenet. Editores Técnicos Asociados, S. A.; Barcelona, 1977.

SILOS, DEFORMACIONES, FALLAS, EXPLOSIONES, PREVENCIÓN DE ACCIDENTES. J. Ravenet. Editores Técnicos Asociados, S. A.; Barcelona, 1978.

SILO PROBLEMS. Juan Ravenet en *Bulk Solids Handling*, vol. 1, n.º 4, págs. 667-679; 1981.

TEMAS METAMAGICOS

CULTS OF UNREASON. Christopher Evans. Delta Books, 1973.

ESP AND PARAPSYCHOLOGY: A CRITICAL RE-EVALUATION. C. E. M. Hansel. Prometheus Books, 1980.

FLIM-FLAM. James Randi. Harper & Row, Inc., 1980.

SCIENCE: GOOD, BAD AND BOGUS. Martin Gardner. Prometheus Books, 1981.

TALLER Y LABORATORIO

THE GRANULARITY OF SCATTERED OPTICAL MASER LIGHT. J. D. Rigden y E. I. Gordon en *Proceedings of the IRE* (Institute of Radio Engineers), vol. 50, n.º 11, págs. 2367-2368; noviembre, 1962.

LASER SPECKLE AND SURFACE ROUGHNESS. W. T. Welford en *Contemporary Physics*, vol. 21, n.º 4, págs. 401-412; julio/agosto, 1980.

Taller y laboratorio

Motores magnéticos de Monus que recuerdan el movimiento perpetuo

Jearl Walker

Paul Monus, de la Universidad estatal de Cleveland, construye unas deliciosas máquinas formadas por un imán que se mueve en presencia de otros imanes, en una acción que, a veces, parece no tener fin. Tales motores se distinguen por poseer un pequeño imán cilíndrico que rueda sobre una pista formada por otros imanes protegidos con una lámina de plexiglás. El impulso esencial proviene de la interacción entre los campos magnéticos del imán móvil y los imanes fijos. Pero el movimiento prosigue gracias, no sólo a la cantidad de movimiento que adquiere el imán móvil, sino también, en ocasiones, a un electroimán estratégicamente situado junto a la pista.

Nuestros motores pueden considerarse una derivación de las investigaciones de Monus acerca del rendimiento de los motores de corriente continua magnéticamente asistidos. Se pretende, en unos, que el imán móvil se traslade desde un punto de partida hasta un punto de llegada definido; en otros, que el movimiento iniciado por el experimentador se prolongue mucho tiempo. Mi artificio preferido consiste en un imán cilíndrico que rueda indefinidamente sobre un dispositivo compuesto por varios imanes permanentes y un electroimán.

De entre los motores de Monus, el más sencillo posee una pista recta formada por 155 imanes cerámicos planos, cada uno de 25 milímetros de largo, 19 milímetros de ancho y 5 milímetros de grueso. Estos imanes se disponen en bloques de un lado a otro de la pista, que consta de 31 bloques emparedados horizontalmente entre dos bandas de hierro dulce, cada una de 25 milímetros de ancho, unos 6 milímetros de grueso y 790 milímetros de largo. Bloque y bandas se mantienen en posición mediante tornillos de latón horizontales. (El latón presenta la ventaja de no deformar los campos magnéticos.) Los imanes cerámicos guardan todos la misma orientación, de modo que una de las bandas resulta ser un polo magnético sur y la otra un polo magnético norte.

Los imanes cerámicos y el hierro dulce pertenecen a la clase de materiales llamados ferromagnéticos. Los otros tipos de materiales presentan propiedades magnéticas únicamente cuando se introducen en un campo magnético preexistente. Los materiales ferromagnéticos son magnéticos por sí mismos, en virtud de la disposición particular que adoptan algunos de los electrones de sus átomos. Todos los electrones están rodeados de un campo magnético propio, cual si formaran minúsculos circuitos eléctricos. Más aún, cuando se aborda el estudio de los materiales magnéticos, suelen imaginarse los electrones como si de tales minúsculos circuitos se tratara en realidad. Para representar de una manera más completa el campo magnético con que contribuye cada electrón, a éste se le asocia un vector llamado momento magnético. Todos los electrones tienen el mismo momento magnético.

En los materiales no ferromagnéticos la orientación de tales vectores es aleatoria. Entonces, dado que todos los materiales poseen un número enorme de electrones, por cada vector habrá otro apuntando en sentido contrario. Emparejados así los electrones de cada uno de los átomos, resultan neutralizados todos los vectores, y será nulo el campo magnético que presente el material. Aquí precisamente reside la causa de que el cuerpo humano no sea magnético, pese a su abundancia de electrones.

En un material ferromagnético la situación es diferente a causa del alineamiento recíproco de gran número de electrones. En este caso, cada átomo posee dos electrones carentes de parejas con la que neutralizar sus momentos magnéticos, por lo que dichos electrones ofrecerán un campo magnético neto no nulo. Las zonas donde los momentos magnéticos de los átomos se colocan paralelamente se llaman dominios, de modo tal que cada dominio posee su propio momento magnético neto.

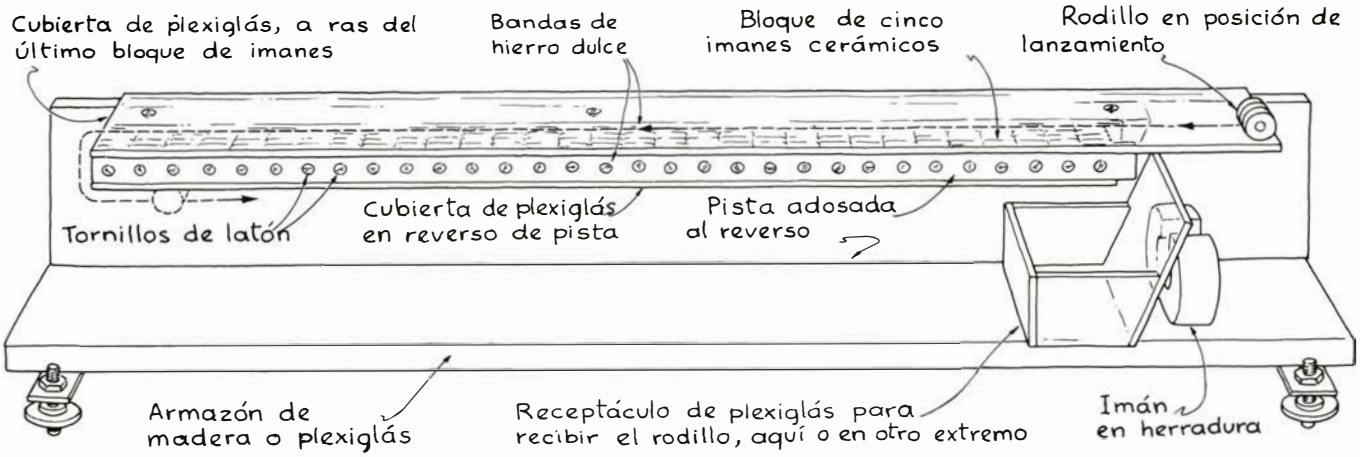
Si los imanes permanentes presentan un campo magnético (aunque no estén en presencia de un agente que lo cree), es porque una gran cantidad de los momentos magnéticos de los dominios se orientan paralelamente. Si los momentos magnéticos de los dominios están completamente paralelos se dice que el imán se halla saturado. Si no están tan perfectamente alineados, el campo magnético del imán será algo más débil. Monus construye su pista con imanes permanentes cuyos dominios poseen unos momentos magnéticos orientados de forma que generan un campo magnético relativamente intenso.

Los dominios del hierro dulce de las bandas se orientan con menor paralelismo, razón por la cual se dice que el hierro dulce es magnéticamente blando. Pero cuando Monus une el hierro dulce a los bloques de imanes permanentes cerámicos, los campos magnéticos de éstos promueven paralelismos entre los momentos magnéticos de los dominios del hierro. Entonces, las bandas de hierro se suman al campo magnético que rodea la pista y, además, facilitan que la transición del campo magnético de un bloque al siguiente sea suave.

Encima de la pista de imanes, Monus asegura una lámina plana de plexiglás, y corta uno de sus extremos a ras del final de la pista, mientras que el otro la rebasa y sirve de tramo de lanzamiento del imán cilíndrico. Esta lámina tiene unos 75 milímetros de ancho, 3 milímetros de grueso y 940 milímetros de largo. Así pues, el voladizo correspondiente al tramo de lanzamiento tiene una longitud de unos 150 milímetros.

En la superficie inferior, o reverso, de la pista Monus monta una lámina de plexiglás similar, cuyos dos extremos corta a ras de la pista. Toda la estructura se apoya, a una altura de unos 50 milímetros, sobre una base de plexiglás o madera. En vez de estos materiales no magnéticos pueden emplearse, desde luego, otros. Ajusta el soporte hasta que la pista queda horizontal. (Monus construye también motores con la pista inclinada respecto a la horizontal; de ellos me ocuparé después.)

El imán cilíndrico que es propulsado por el campo magnético de la pista está constituido por tres imanes cerámicos anulares unidos entre sí, cada uno de los cuales tiene un diámetro de 25 milímetros y un espesor de unos 6 milímetros. Los anillos se unen mediante una



Dispositivo de Paul Monus para hacer que un rodillo se desplace por una pista horizontal

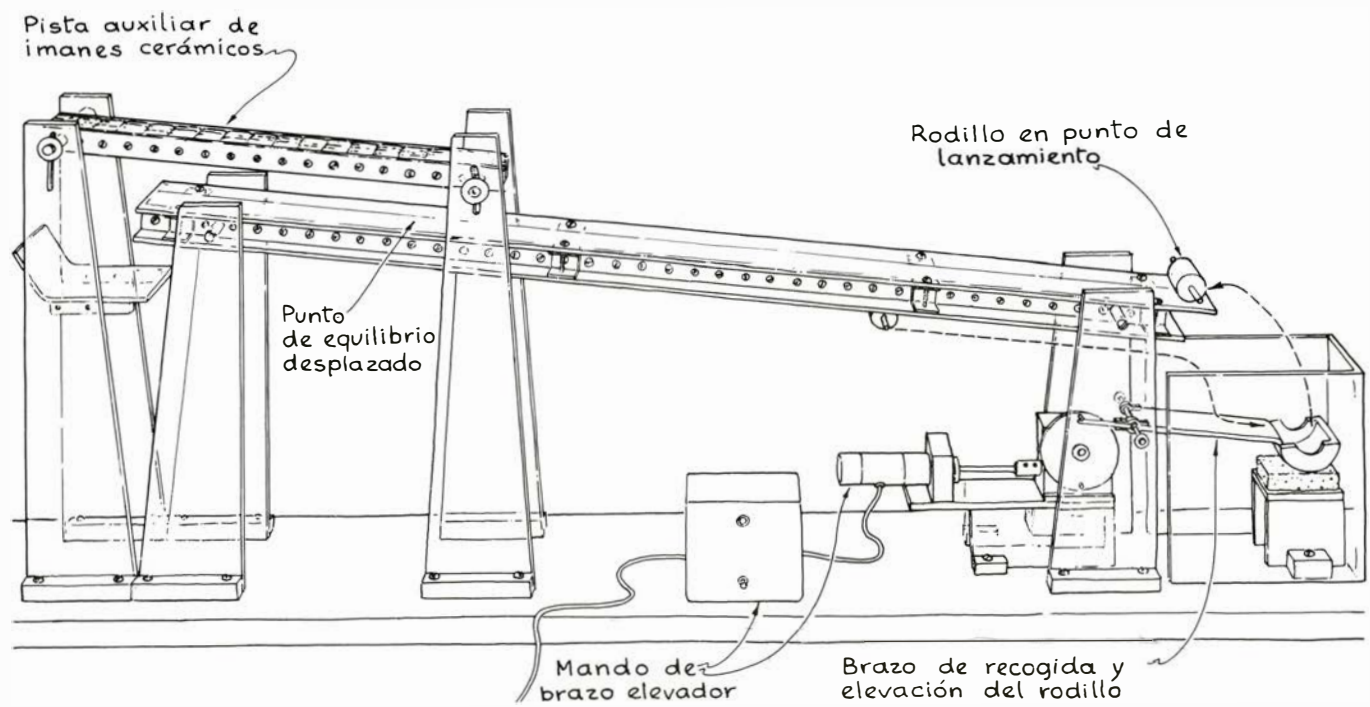
varilla de madera o plástico que se introduce a presión por el orificio central; se colocan de modo que las caras polo norte se enfrenten a las caras polo sur.

El rodillo se sitúa sobre el tramo de lanzamiento de la cubierta de plexiglás con su campo magnético orientado al contrario que el campo magnético de la pista; o sea, con el polo sur en el mismo lado que el polo norte de la pista. Cuando se lanza el rodillo, el campo magnético de la pista impide que se ponga a girar en torno a un eje vertical y, además, lo atrae hacia sí. La fuerza magnética sobre el rodillo se combina con la cantidad de movimiento del mismo y hacen que ruede a lo largo de la pista manteniéndose en contacto con el plexiglás.

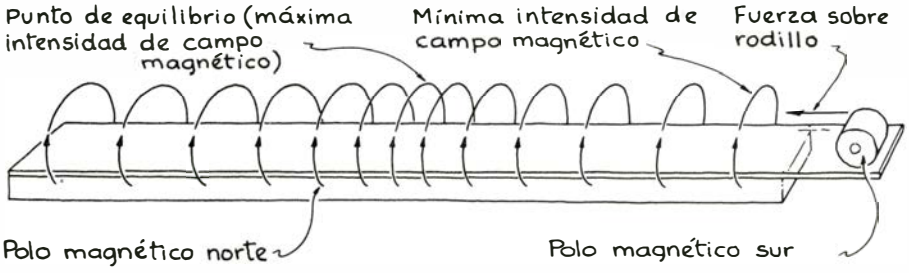
La propulsión horizontal es resultado de la interacción del campo magnético del rodillo con el campo magnético variable que atraviesa. Los campos magnéticos suelen representarse mediante las llamadas líneas de campo, de suerte que un campo magnético más intenso se representa mediante un conjunto de líneas de campo más densamente distribuidas. El rodillo inicia su viaje en una zona donde las líneas de campo están relativamente espaciadas; se ve atraído, luego, hacia zonas cuyas densidades de líneas de campo son cada vez mayores. Este gradiente de líneas de campo (que representa la intensidad del campo magnético de la pista) origina la fuerza necesaria para acelerar el rodillo.

Cuando el rodillo pasa por el primer bloque de imanes cerámicos, continúa acelerándose, ya que lo impulsa el campo magnético de la pista. En el punto medio de ésta, la fuerza propulsora disminuye para desaparecer seguidamente. Debido a la cantidad de movimiento que lo anima al llegar al punto de equilibrio, el rodillo no se detiene allí, sino que lo sobrepasa y prosigue hacia el final de la pista. Pero, entonces, la fuerza magnética que actúa sobre el rodillo se opone al movimiento y le va restando velocidad, gradualmente.

Supongamos que el plexiglás se prolongue más allá del final de la pista. En tal caso, el rodillo, traspasado el último bloque de imanes, seguirá moviéndose antes de que la fuerza magnética le obligue a pararse. La distancia que recorra más allá del último bloque dependerá de la energía que haya perdido durante el trayecto. Si tal pérdida es insignificante, la distancia recorrida pasado el último bloque será igual a la que



Doble pista para hacer que un rodillo ruede pendiente arriba



Campo magnético a lo largo de la pista

lo separaba del primer bloque en el momento del lanzamiento. Este comportamiento se debe, por supuesto, a la conservación de la energía. Cuando el rodillo penetra en el campo magnético de la pista, adquiere cierta energía potencial. Luego, a medida que dicho campo lo acelera, su energía potencial se convierte paulatinamente en energía cinética, aunque su energía total permanecerá constante.

Cuando el rodillo pasa por el punto de equilibrio, su energía cinética y su velocidad son máximas y, a partir de ese instante, el campo magnético de la pista hace que su velocidad disminuya paulatinamente y que su energía cinética vaya reconvirtiéndose en energía potencial. Esta transformación se completa cuando la distancia entre el rodillo y el último bloque se iguala a la inicial entre el rodillo y el primer bloque.

El resultado de esta combinación de fuerzas es que el rodillo recorrerá la pista alternativamente en un sentido y otro, pasando ininterrumpidamente su energía de potencial a cinética y viceversa. Este movimiento proseguiría indefinidamente si no hubiese algo que agotase, más o menos poco a poco, la energía del rodillo. Ese algo es principalmente el rozamiento entre el plexiglás y el rodillo. El rodillo también pierde energía porque, al desplazarse en el seno del campo magnético de la pista, desbarata el paralelismo de los dominios del hierro. En ambos casos, la pérdida de energía se traduce en una pequeña generación de calor, que se manifiesta tanto en las superficies del rodillo y del plexiglás (a causa del rozamiento) como en la de los imanes (a causa de los empellones que se propinan los dominios contiguos).

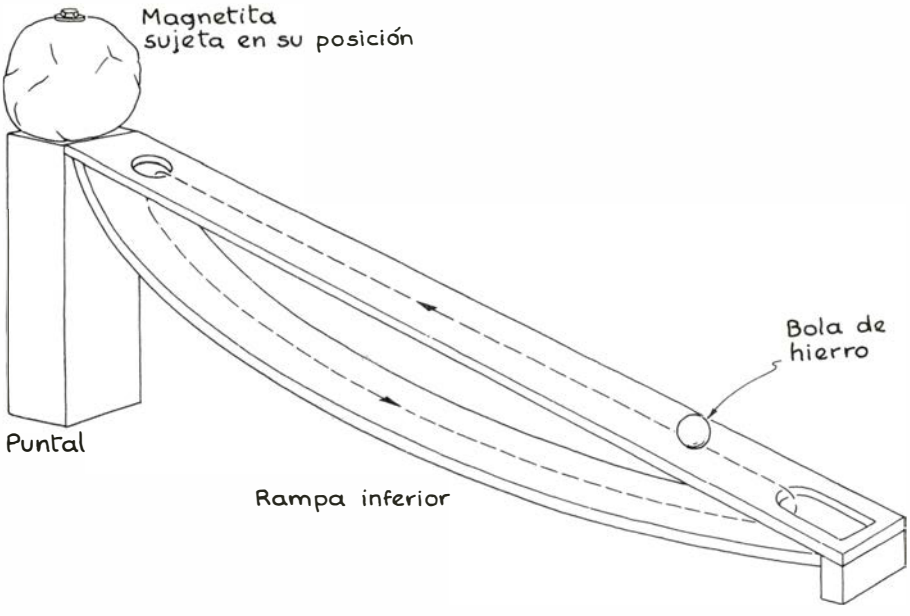
Por consiguiente, la energía total del rodillo es un poquito menor a cada recorrido por la pista; y, por ello, la distancia que recorre cada vez más allá del último bloque va disminuyendo hasta que deja de sobrepasarlo. Finalmente, se agotará la energía del movimiento y el rodillo se detendrá en el punto de equilibrio de la pista.

Monus ha ideado un procedimiento para evitar que el rodillo ejecute un movimiento simétrico de vaivén. Como ya les indiqué, el extremo final del plexiglás está enrasado con el final de la pista. Cuando el rodillo llega a ese punto, lo sobrepasa, instante en el que podrá ocurrir una de varias cosas. Si el rodillo está animado de poca velocidad, los imanes de la pista lo retendrán, obligándole a contornear el extremo de la pista, a cuyo reverso cubierto de plexiglás quedará adherido, para retroceder seguidamente hacia el tramo de lanzamiento rodando por la superficie inferior de la pista. En el tramo de lanzamiento se acaba el plexiglás y puede que el rodillo salte por el extremo inicial de la pista para dar contra la cara inferior del tramo de lanzamiento. Posiblemente, esa repentina pérdida de energía baste para detener el movimiento.

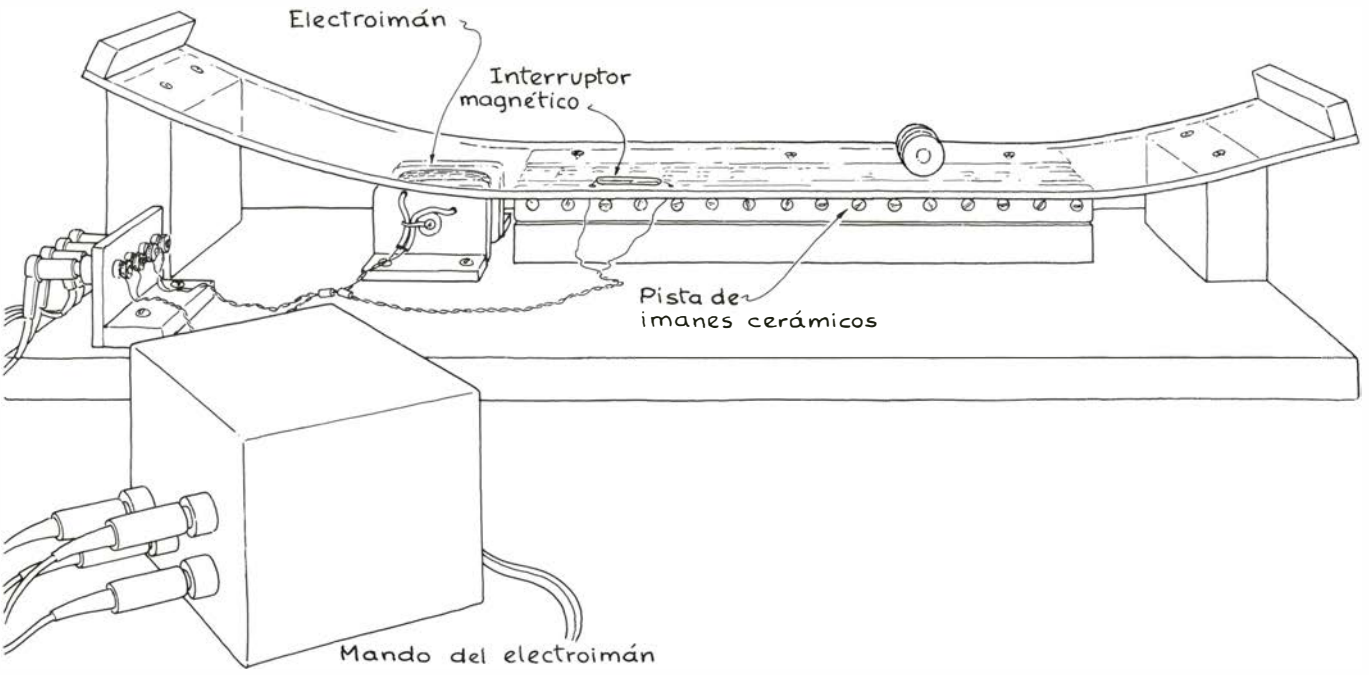
Si el rodillo está animado de una buena velocidad al caer por el final de la pista, irá a dar contra la base que soporta todo el dispositivo. Si la base no está muy separada de la pista, el campo magnético de ésta seguirá atrayéndolo y lo hará retroceder a lo largo de la base. Pero si ésta se halla excesivamente por debajo de la pista, podría ser que el rodillo no reciba una fuerza impulsora suficiente para mantenerlo en movimiento y se pare poco después de la caída.

Monus ha añadido dos detalles importantes a esta estructura básica. Primero, para proteger la base del impacto que supone la caída del rodillo, suele armar un receptáculo de plexiglás que lo recoja. Dicho receptáculo puede encontrarse en el final de la pista, en cuyo caso recogerá los rodillos rápidos que no regresarían por el reverso de la pista. Otra posibilidad es situar el receptáculo en el comienzo de la pista, bajo el tramo de lanzamiento, con lo que recogerá los rodillos lentos que regresan por el reverso de la pista. Segundo, sobre la base, e inmediatamente bajo el tramo de lanzamiento, coloca un imán permanente en herradura, en parte para provocar el desprendimiento, al final de su recorrido, de los rodillos que regresan por el reverso de la pista.

Con vistas a establecer la velocidad inicial correcta del rodillo, Monus ha experimentado con el imán adicional. También ha investigado acerca de la distancia inicial entre el rodillo y el primer bloque de imanes cerámicos. Incrementando esa distancia resulta que el rodillo desciende por la pista con demasiada celeridad y cae de ella sin retornar. Con una distancia menor, el rodillo contornea el final de la pista y vuelve al tramo de lanzamiento por el reverso. Con una distancia menor el rodillo regresará por el anverso de la pista.



Así imaginaba Johannes Taisnierus el "movimiento perpetuo" en el siglo XVI



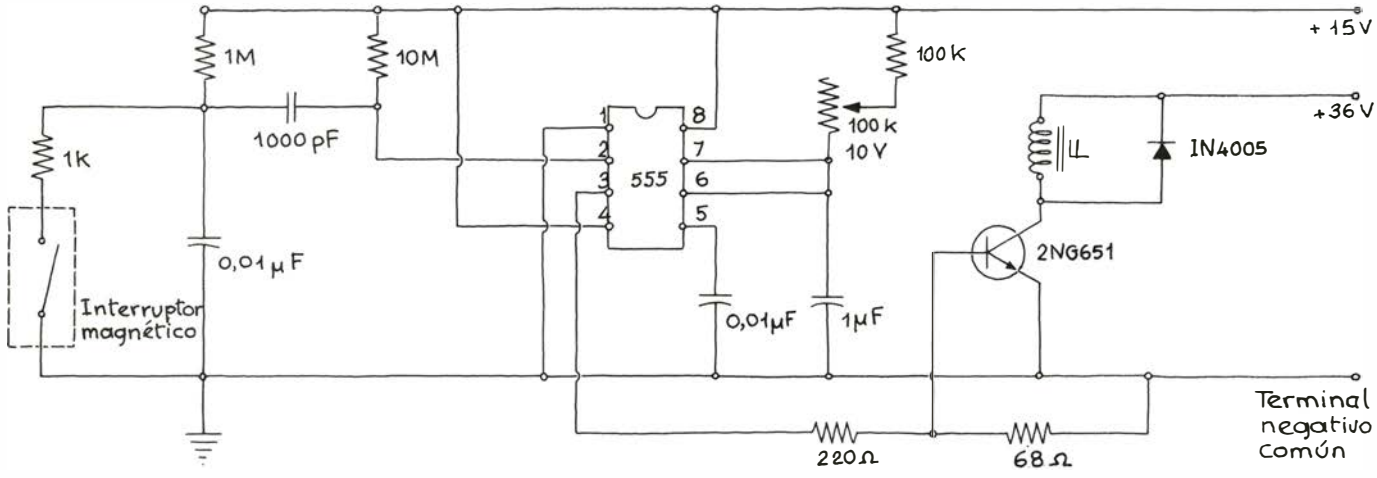
Compensación de la energía perdida por un rodillo mediante un interruptor magnético y un electroimán

No es necesario que estos motores magnéticos sencillos sean horizontales. Cuando el final de la pista se eleva, en el lanzamiento se precisarán aceleraciones cada vez mayores para conseguir que el rodillo alcance el final. Para facilitar el ascenso por pistas inclinadas, Monus ha diseñado otro tipo de motor. Por encima de los tramos finales de la pista, se monta otra pista de imanes cerámicos, construida igual que la principal y con idéntica orientación. Esta segunda pista tiene por misión desplazar el punto de equilibrio desde el punto medio de la pista hacia su final. Consecuentemente, el rodillo se acelerará a lo largo de un trecho más largo de la pista principal y recorrerá una distancia mayor antes de comenzar a perder velocidad; así podrá ya subir por una pendiente moderada.

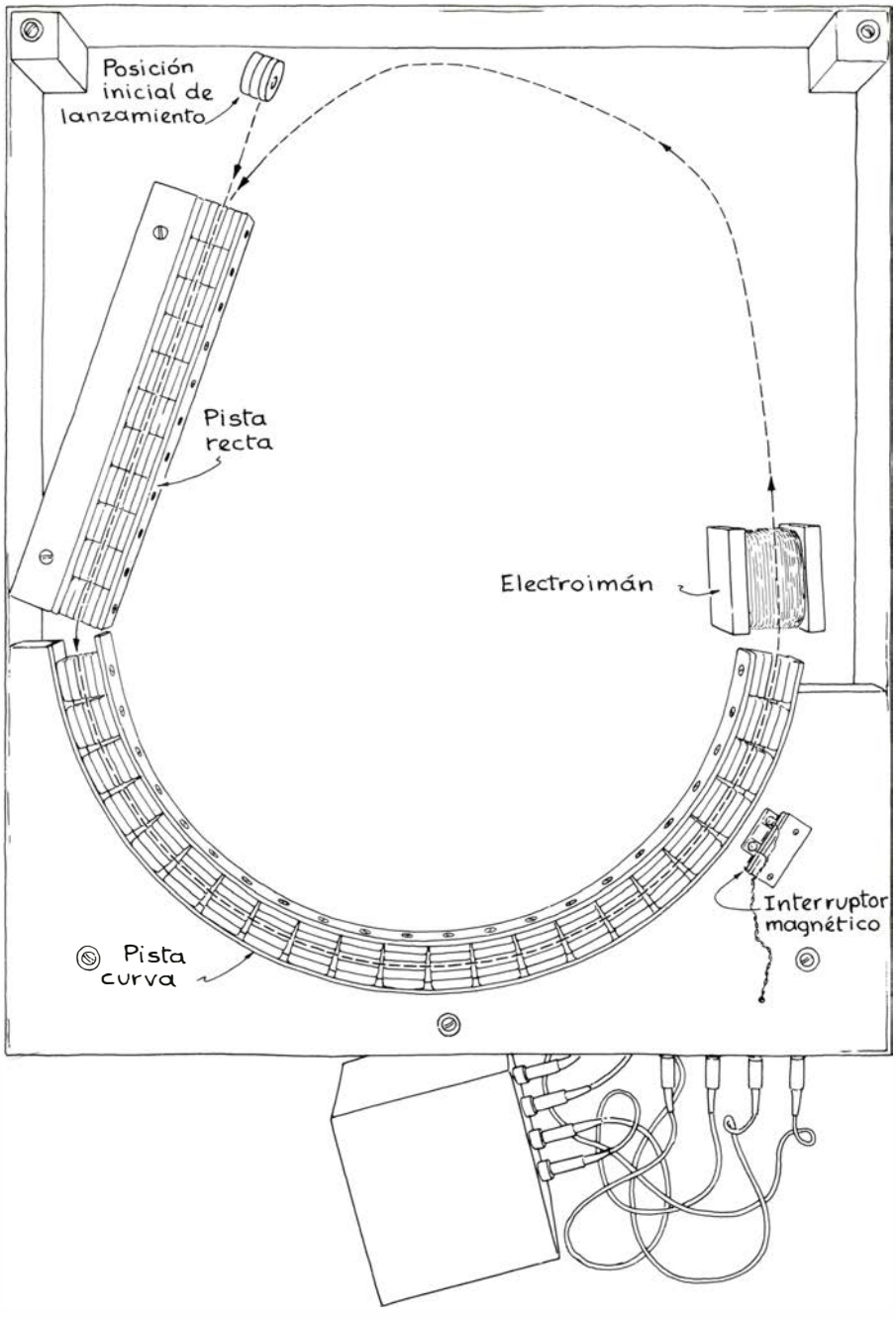
Según Monus, la posición de la pista auxiliar es crítica. Para instalarla se vale de tornillos de latón que traspasan horizontalmente las ranuras practicadas en los montantes de plexiglás que la sostienen. Entonces, ajustando la posición de los tornillos en las ranuras consigue la separación óptima entre ambas pistas y la mejor inclinación para la pista auxiliar.

Cuando todo se halle correctamente ajustado, el rodillo contorneará el borde del final de la pista principal y regresará al comienzo, más bajo, de ésta a lo largo de su reverso. En esta segunda parte del recorrido, el rodillo adquiere velocidad a medida que pierde altura. La lámina de plexiglás del reverso de la pista se extiende un poco más allá de su final y, entonces, a causa de ello y del aumento de velocidad en el descenso, el rodillo se desprende de la pista al llegar al final, donde lo recoge un mecanismo que lo devuelve a la posición de partida.

Al rodillo lo recoge una especie de cucharón de plexiglás, revestido de espuma plástica que lo protege de los impactos. Este cucharón está montado en un brazo giratorio movido por un motor eléctrico, de forma tal que, cuando el rodillo cae en su interior y ejerce una presión, el brazo gira hacia arriba y lo deposita en el tramo de lanzamiento. Se repite el recorrido completo pista arriba y de vuelta por el reverso, prosi-



Circuito del electroimán



Un rodillo que no para de moverse, gracias a la acción de un electroimán

guiendo el movimiento en tanto que el brazo accionado por el motor deposite una y otra vez el rodillo en el tramo de lanzamiento.

Este tipo de mecanismo insinúa abiertamente la idea de "movimiento perpetuo". La nuda verdad es que el movimiento sólo prosigue porque el brazo movido por el motor devuelve el rodillo a su posición de lanzamiento. Sin ese suministro de energía, no habría tamaño reciclado constante del rodillo.

En 1570, el padre Johannes Taisnierus, de la Compañía de Jesús, creyó que un dispositivo similar diseñado por él funcionaría a perpetuidad. Su idea consistía en montar un trozo de magnetita (material magnético) en el extremo de un puntal hacia el que discurría una rampa desde el suelo. Entonces colocaba una bola de hierro al pie de la rampa y, si la magnetita ejercía una fuerza suficientemente intensa, la bola sería atraída rampa arriba. Ya cerca del final de la rampa, la bola llegaba a un agujero, cayendo por él a otra rampa por lo que regresaría al punto de partida. Taisnierus creyó que el ciclo se repetiría indefinidamente. Ni que decir tiene: aunque la magnetita fuese lo bastante potente, las pérdidas por rozamiento, entre otras, pronto hubieran obligado a la bola a detenerse.

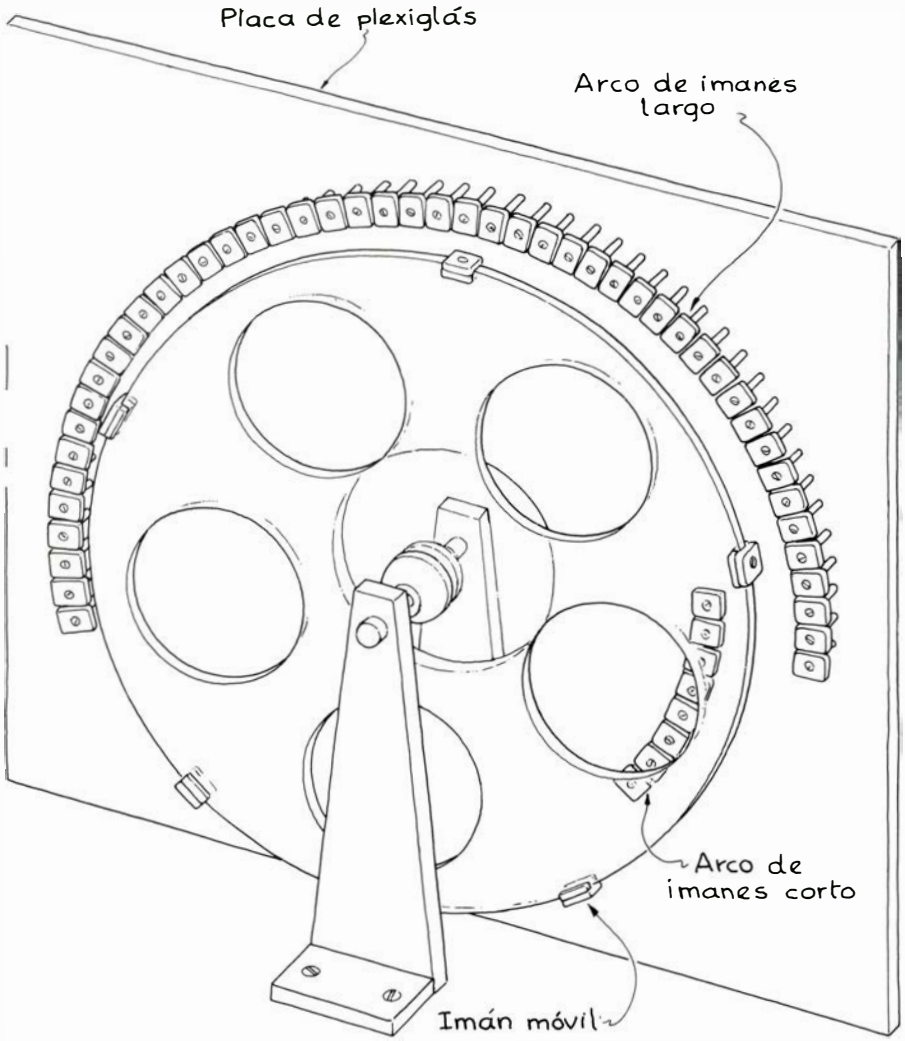
Utilizando una pista de imanes horizontal, con plexiglás encurvado hacia arriba por ambos extremos, Monus ha estudiado las pérdidas en sus motores. En un extremo de la pista colocó un electroimán que recibe corriente merced a un interruptor instalado en algún punto de la pista. Cuando el rodillo pasa por el interruptor, transcurren algunos instantes antes de que el electroimán reciba corriente, con lo que éste comienza a actuar en el momento preciso en que el rodillo se acerca al final de la pista. Entonces, aunque el campo magnético y la gravedad sigan actuando a la par frenando el rodillo, el efecto del electroimán es suficientemente intenso para mantenerlo en movimiento pista arriba.

Sin esa atracción auxiliar el rodillo se limitaría a rodar en vaivén sobre la pista hasta perder toda su energía cinética. Evidentemente, el propósito del electroimán es proporcionar la energía adicional necesaria en cada ciclo. Monus ajusta la corriente que se suministra al electroimán de modo que compense la energía que en cada ciclo pierde el rodillo y, así, éste prosigue indefinidamente en marcha. Además, midiendo la corriente que consume el electroimán puede calcular las pérdidas del sistema.

En la ilustración inferior de la página precedente se representa el circuito del interruptor y el electroimán. Son necesarias dos fuentes de alimentación (de 15 y 36 volt, respectivamente), cuyos terminales negativos se conectan a una masa común. Para el buen funcionamiento del circuito es crítico el potenciómetro. Monus ha instalado uno de diez vueltas (que se identifica como 10V en el esquema). Esta resistencia gobierna el electroimán. Si el campo del electroimán es débil en exceso, el movimiento del rodillo se extinguirá enseguida; si demasiado intenso, la atracción sobre el rodillo será tan fuerte que irá a dar contra el tope final de la pista.

El más divertido de los motores de Monus es uno cuyo rodillo viaja sobre una pista horizontal de imanes permanentes dispuestos aproximadamente en herradura. La pista consta de tres tramos: un trecho recto y corto, donde los imanes están montados como en los motores lineales que les he descrito, otro semicircular y un tercero que es un electroimán activado por un interruptor magnético que hay en el trecho semicircular. Todos estos imanes están situados bajo una lámina de plexiglás.

El rodillo se lanza desde unos siete u ocho centímetros del extremo inicial



Dispositivo rotatorio de imanes

del primer tramo y al igual que en los motores lineales, se acelera al entrar en la pista, pasa por el punto de equilibrio y prosigue hasta dejar atrás el último bloque del tramo recto. Comienza luego a atraerlo el tramo curvo, con lo que se acelera hacia el punto de equilibrio de éste, pasa por él y sale por el otro extremo del tramo.

Antes de que el rodillo tenga ocasión de ser atraído hacia atrás sobre la pista curva, comienza a rodar por encima del electroimán que ha sido activado por un interruptor magnético existente en aquélla. El pulso de corriente que llega al electroimán crea un campo magnético que atrae al rodillo y que, además, dota a éste de energía de refresco que compensa la perdida en el trayecto.

El rodillo pasa por el electroimán, que pierde su campo magnético en cuanto se desvanece el pulso de corriente, y continúa su camino por la lámina de plexiglás. Entonces, es atraído hacia el primer tramo de la pista, donde comenzó el movimiento y donde vuelve a ser acelerado. Así se repite el ciclo completo. Personalmente, me he visto sumido en la contemplación del chisme durante largos ratos, pues ejerce efectos hipnóticos: al rodillo lo acelera una fuerza invisible, se lanza sobre una pista curva, sale de ella y, luego, como sufriendo un espasmo, lo recaptura la fuerza invisible.

De todas las creaciones de Monus, la más engañosa es una rueda de plexiglás que se mantiene en rotación indefinidamente. En su borde se encuentran cinco bloques compuestos de dos imanes cerámicos cada uno, regularmente espaciados sobre el perímetro. La rueda gira sobre un eje horizontal apoyado en dos montantes de plexiglás. Paralelamente al plano de la rueda, junto a ella, hay una lámina de plástico, de mayor tamaño e inmóvil, que contiene una hilera de imanes dispuestos en arco circular a una distancia del centro un poco mayor que los imanes de la rueda. A una distancia menor hay otro arco circular de imanes más pequeño.

Cuando se hace girar la rueda, alguno de los imanes de la parte inferior se verá atraído por la hilera larga de imanes fijos, con lo que se elevará hacia ellos, para desplazarse luego paralelamente a los mismos, dando más giro a la rueda. La fuerza magnética actuante sobre nuestro primer imán disminuirá cuando haya recorrido parte de la hilera, pero entonces ésta habrá comenzado ya a atraer otro. La rueda recibe otro impulso, cuando los imanes se acercan al final de la hilera larga y al comienzo de la hilera corta. O sea, las dos hileras de imanes impulsan a cada imán móvil igual que en un motor lineal. Y cada uno de los imanes móviles pasa por el punto de equilibrio de las dos hileras y sigue su camino.

Aunque la rueda continúa girando indefinidamente sin otra ayuda visible que los imanes, su movimiento perpetuo es ilusorio: en la base de madera de la máquina se esconde un electroimán. Como en algunos de los otros motores, un interruptor magnético envía pulsos de corriente al electroimán, que a su vez va impulsando a los imanes móviles a medida que van saliendo de entre los dos arcos de imanes fijos. De esta forma, con tales impulsos se cede energía a la rueda para compensar sus pequeñas pérdidas.

Este motor se asemeja aún más a un móvil perpetuo porque carece de cable de alimentación y toma de pared que lo delate. La fuente de alimentación la constituye un condensador que almacena energía tomándola del campo electromagnético creado por la corriente de la red doméstica. Esta energía la capta una antena, también oculta en la base, en la que se induce una corriente oscilante que, una vez rectificada, alimenta al condensador. Pasado un rato, éste dispondrá de energía bastante para generar un modesto campo magnético en el electroimán cada vez que lo active el interruptor magnético.

Monus adquirió los imanes cerámicos de Permag Magnetics Corporation, 2960 South Avenue, Toledo, Ohio 43609. La marca de los imanes es Indiana General, tipos Indox 1-F-1201 los planos y 1-F-1403 los cilíndricos. Hay muchos otros tipos y marcas que pueden sustituir a éstos, aunque es necesario experimentar con el tamaño de los motores. Los interruptores magnéticos proceden de Radio Shack: interruptor minilaminar 275-1610; pueden servir otros. Quien desee información y dibujos detallados de los motores de Monus puede escribirle a Box 421, Willoughby, Ohio 44094. El librito cuesta 9,90 dólares más 1,50 dólares por envío y manipulación. Monus puede también enviar piezas y conjuntos para montar.

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

OSCILACIONES SOLARES

A SOLAR RESONANT SCATTERING SPECTROMETER. J. R. Brookes, G. R. Isaak y H. B. van der Raay en *Monthly Notices* de la Royal Astronomical Society, vol. 185; 1978.

THE NEW SOLAR PHYSICS. Dirigido por J. A. Eddy. Westview Press; Boulder, Colorado; 1978.

SOLAR STRUCTURE FROM GLOBAL STUDIES OF THE 5 MIN. OSCILLATIONS. A. Claverie, G. R. Isaak, C. P. McLeod, H. B. van der Raay y T. Roca Cortés en *Nature*, vol. 282, págs. 591-599; 1979.

NON RADIAL OSCILLATIONS OF STARS. W. Unno, Y. Osaki, H. Ando y H. Shibahashi. University of Tokyo Press. 1979.

LA BUSQUEDA DE BOSONES INTERMEDIOS

THE DETECTION OF NEUTRAL WEAK CURRENTS. David B. Cline, Alfred K. Mann y Carlo Rubbia en *Scientific American*, vol. 231, n.º 6, págs. 108-119; diciembre, 1974.

LA PRÓXIMA GENERACIÓN DE ACELERADORES DE PARTÍCULAS. Robert R. Wilson en *Investigación y Ciencia*, págs. 6-23; marzo, 1980.

ANTIPROTON-PROTON COLLIDERS AND INTERMEDIATE VECTOR BOSONS. David Cline y Carlo Rubbia en *Physics Today*, vol. 33, n.º 8, págs. 44-52; agosto, 1980.

ANILLOS DE LA CORRIENTE DEL GOLFO

DISTRIBUTION AND MOVEMENT OF GULF STREAM RINGS. David Y. Lai y Philip L. Richardson en *The Journal of Physical Oceanography*, vol. 7, n.º 5, págs. 670-683; septiembre, 1977.

PATTERNS AND PROCESSES IN THE TIME-SPACE SCALES OF PLANKTON DISTRIBUTIONS. L. R. Haury, J. A. McGowan y P. H. Wiebe en *Spatial Pattern in Plankton Communities: NATO Conference on Marine Biology*, dirigido por John H. Steele. Plenum Press, 1978.

GULF STREAM COLD-CORE RINGS: THEIR PHYSICS, CHEMISTRY, AND BIOLOGY. The Ring Group en *Science*, vol. 212, n.º 4499, págs. 1091-1100; 5 de junio de 1981.

ONCOGENES

THE MOLECULAR BIOLOGY OF RNA TUMOR VIRUSES: A PHYSICIAN'S GUIDE. J. Michael Bishop en *The New England Journal of Medicine*, vol. 303, n.º 12, págs. 675-682; 18 de septiembre de 1980.

PROTEINS PHOSPHORYLATED BY THE RSV TRANSFORMING FUNCTION. T. Hunter en *Cell*, vol. 22, n.º 3, págs. 647-648; diciembre, 1980.

ENEMIES WITHIN: THE GENESIS OF RETROVIRUS ONCOGENES. J. Michael Bishop en *Cell*, vol. 23, n.º 1, págs. 5-6; enero, 1981.

APLICACIONES DEL LASER EN LA INDUSTRIA

HIGH POWER LASER WELDING-1978. Conrad M. Banas en *Optical Engineering*, vol. 17, n.º 3, pág. 210; mayo-junio, 1978.

BASIC CHARACTERISTICS OF LARGE OUTPUT HIGH-ENERGY DENSITY HEAT SOURCES. Y. Arata en *Proceedings of the International Laser Processing Conference*, Anaheim, Calif., 16 y 17 de noviembre de 1981.

SUPERCUMULOS Y VACIOS EN LA DISTRIBUCION DE GALAXIAS

THE COSMIC TAPESTRY. Guido Chincarini y Herbert J. Rood en *Sky and Telescope*, vol. 59, n.º 5, págs. 364-371; mayo, 1980.

THE PERSEUS SUPERCLUSTER. Stephen A. Gregory, Laird A. Thompson y William G. Tifft en *The Astrophysical Journal*, vol. 243, n.º 2, 1.ª parte, págs. 411-426; 15 de enero de 1981.

LA "VISION" INFRARROJA DE LAS SERPIENTES

THERMORECEPTORS IN SNAKES. P. H. Hartline en *Electroreceptors and Other Receptors in Lower Vertebrates*, dirigido por A. Fessard. Springer-Verlag, 1974.

SPATIAL PROPERTIES OF PRIMARY INFRARED SENSORY NEURONS IN CROTALIDAE. John A. DeSalvo y Peter H. Hartline en *Brain Research*, vol. 142, n.º 2, págs. 338-342; 24 de febrero de 1978.

ANATOMICAL AND PHYSIOLOGICAL LOCALIZATION OF VISUAL AND INFRARED CELL LAYERS IN THE TECTUM OF PIT VIPERS. Leonard Kass, Michael S. Loop y Peter H. Hartline en *The Journal of Comparative Neurology*, vol. 182, n.º 4, págs. 811-820; 15 de diciembre de 1978.

CONNECTIONS OF THE TECTUM OF THE RATTLESNAKE *CROTALUS VIRIDIS:* AN HRP STUDY. Edward R. Gruberg, Earl Kicliter, Eric A. Newman, Leonard Kass y Peter H. Hartline en *The Journal of Comparative Neurology*, vol. 188, n.º 1, págs. 31-41; 1 de noviembre de 1979.

SPATIAL SHARPENING BY SECOND-ORDER TRIGEMINAL NEURONS IN CROTALINE INFRARED SYSTEM. L. R. Stanford y P. H. Hartline en *Brain Research*, vol. 185, n.º 1, págs. 115-123; 3 de marzo de 1980.

COCAINA

COCAINE 1980: PROCEEDINGS OF INTERNATIONAL SEMINAR ON COCA AND COCAINE. Dirigido por F. Raul Jeri. Pacific Press; Lima, Perú, 1980.

DRUG ADDICTION AND DRUG ABUSE. Jerome H. Jaffe en *The Pharmacological Basis of Therapeutics*, dirigido por Alfred Goodman Gilman, Louis S. Goodman y Alfred Gilman. Macmillan Publishing Co., Inc., 1980.

LOCAL ANESTHETICS. J. Murdoch Ritchie y Nicholas M. Greene en *The Pharmacological Basis of Therapeutics*, dirigido por Alfred Goodman Gilman, Louis S. Goodman y Alfred Gilman. Macmillan Publishing Co., Inc., 1980.

COCA AND COCAINE-1981: A SPECIAL ISSUE. Dirigido por L. Rivier y J. G. Bruhn en *Journal of Ethnopharmacology*, vol. 3, n.os 2 y 3; marzo/mayo, 1981.

TEMAS METAMAGICOS

BIOQUÍMICA. Lubert Stryer. Reverté; Barcelona, 1977.

BIOLOGÍA MOLECULAR DEL GEN. James D. Watson. Fondo Educativo Interamericano, 1978.

BIOQUÍMICA. Albert L. Lehninger. Omega; Barcelona, 1980.

TALLER Y LABORATORIO

MODERN MAGNETISM. L. F. Bates Cambridge University Press, 1963.

Taller y laboratorio

"Moscas volantes": formaciones de glóbulos sanguíneos que aparecen en el campo visual

Jearl Walker

Las "moscas volantes" que se nos aparecen al fijar la vista sobre un fondo monótono se inscriben entre los fenómenos endoópticos, aludiendo a su origen en el interior del sistema visual. La observación de las moscas volantes reviste bastante interés, por cuanto revelan aspectos muy interesantes acerca de los mecanismos del sistema visual.

Según mi experiencia personal, posiblemente similar a la del lector, cuando miro con fijeza un fondo monótono, como puede ser una pared desnuda o un cielo despejado, el campo visual parece salpicarse de pequeños círculos y otras figuras mayores de forma capilar. No hay manera de enfocar unos y otras. Y si uno pretende adaptar la vista para así observar mejor alguna de tales figuras, el objeto desaparece en un revoloteo.

Hacer caso omiso de los pequeños círculos no cuesta esfuerzo. Otra cosa es realizarlo con los objetos mayores. En el campo visual de mi ojo derecho suelo observar una estructura que se asemeja a una cuerda tensa anudada varias veces y con los cabos sueltos. Dicha estructura adquiere, a veces, un tamaño tal que me impide leer. Llego a verla incluso sobre un fondo complicado. Cuando éste es la página de un libro, el objeto es oscuro. Sobre la pantalla de un ordenador, que ofrece un fondo oscuro y donde los caracteres relucen, el objeto se presenta como una zona blanca borrosa. También se me aparece al cerrar los ojos ante una fuente de iluminación intensa, como un cielo resplandeciente.

En el *Tratado de óptica fisiológica*, de Hermann von Helmholtz, se encuentra uno de los mejores estudios iniciales acerca de las moscas volantes. En junio de 1962, Harvey E. White y Paul Levatin publicaron en SCIENTIFIC AMERICAN un artículo en el que interpretaban las moscas volantes en términos de física moderna. Gran parte de lo que sigue se basa en las ideas expuestas en ese artículo.

Aunque las moscas parezcan encontrarse en la superficie de la córnea, la verdad es que se hallan próximas a la retina y deambulan por el líquido que hay inmediatamente delante de la fóvea, pequeña zona donde es máxima la agudeza visual y mayor la densidad de fotorreceptores. La fóvea (o el lugar que ésta ocupa en el campo visual) recibe a veces el nombre de punto de fijación.

Los causantes de las moscas son glóbulos rojos escapados de la retina, los cuales, una vez desprendidos, se hinchan en forma esférica perdiendo la hemoglobina y, por tanto, el color rojo. Estas esferas vagan a la deriva, solas o en ristras, por la zona de líquido situada delante de la fóvea. Los glóbulos solitarios son la causa de los pequeños círculos; las ristras, de las formaciones capilares. El objeto que observo con el ojo derecho semeja un rosario larguísimo formado por unas 70 células. Aunque podría equivocarme, ya que varias ristras cortas y enmarañadas ofrecerían la misma apariencia.

El diámetro de un glóbulo rojo ya hinchado es de unos ocho micrometros. Las moscas volantes, empero, no son imágenes directas de dichas células, ni siquiera su sombra, habitualmente. En la mayoría de las ocasiones constituyen las figuras de difracción que arroja cada glóbulo sobre la retina. Cada figura se compone de franjas claras y oscuras originadas por la interferencia constructiva y destructiva de la luz que se cruza con el glóbulo camino de los fotoreceptores de la retina. Cuando se trate de un glóbulo aislado, la figura se compondrá de anillos concéntricos claros y oscuros; cuando se trate de varios glóbulos eslabonados, aparecerá una figura alargada.

La capa líquida por la que deambulan los glóbulos resulta de una licuación parcial del humor vítreo, que es la sustancia transparente que rellena el ojo. Los glóbulos algo distantes de la retina proyectan figuras grandes, demasiado borrosas tal vez para distinguirlas; los más cercanos crean figuras menores y mejor definidas. Muchos opinan que, con la edad, aumenta el número de moscas. La razón quizá sea que de la retina más vieja se desprendan más glóbulos. A mayor abundamiento la capa líquida próxima a la retina se desarrolla con los años.

Una de las peculiaridades de la figura de difracción debida a un objeto pequeño es que su centro puede ser luminoso. Para numerosos fenómenos ópticos la luz puede asimilarse indistintamente a rayos o bien a ondas. Pero en el caso de las moscas volantes la limitación es más rigurosa. En efecto, si la luz que pasa junto a un glóbulo se considerase un conjunto de rayos, aquél proyectaría una sombra oscura sobre la retina; ahora bien, puesto que el glóbulo es muy pequeño, la luz no se comporta como rayos sino como ondas, las cuales se difractan en todo el borde de la célula, enviando luz a lo que debería ser la zona oscura. En la retina la luz se interfiere, creando las franjas claras y oscuras que constituyen la imagen de una mosca volante. Una vez que la luz se haya cruzado con el glóbulo, podemos considerarla formada por rayos; pero en la retina sólo sirve el modelo ondulatorio.

Este proceso se representa en la página 116 para dos rayos luminosos que se cruzan con el glóbulo por lados opuestos. Los rayos se representan a la vez como rayos y como ondas en fase, es decir, sincronizadas. La luz se difracta alrededor del glóbulo y se esparce en la zona oscura. Los rayos llegan a la retina tras recorrer distancias iguales hasta el centro de la zona oscura. Entonces, al estar inicialmente en fase y recorrer distancias iguales, llegan también en fase, por lo que se interfieren constructivamente, e iluminan el centro de la zona oscura.

Un poco fuera del centro los rayos llegan en oposición de fase porque recorren distancias diferentes antes de alcanzar ese punto. Cuando la diferencia entre sus trayectos vale media longitud de onda, las ondas se interfieren destructivamente en la retina, dejando en oscuridad aquel punto. La simetría genera un anillo oscuro en torno al centro de la figura.

Algo más separada del centro hay una franja clara. En este caso, los rayos procedentes de los lados contrarios de la célula llegan aproximadamente en fase; se interfieren, pues, constructivamente. Más lejos del centro aparecen nuevas franjas claras y oscuras. Las moscas volantes se componen principalmente de la mancha central luminosa y la primera franja.

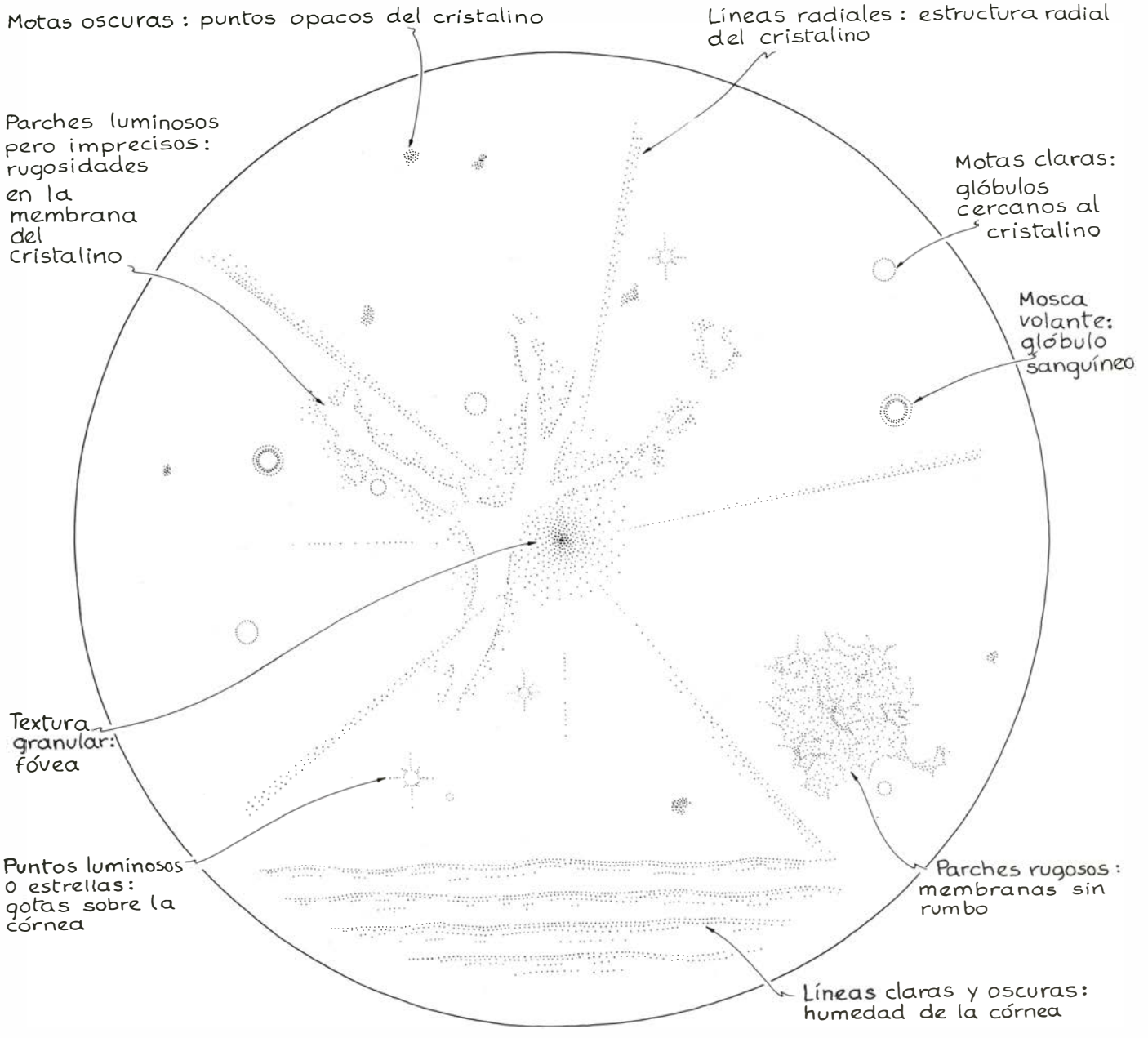
Y. P. Hwu, del Wytheville Community College, Virginia, ha conseguido una figura de difracción similar producida por glóbulos sanguíneos. Para ello dispuso sangre diluida sobre una platina que cubrió con un cubreobjetos de microscopio. Iluminó el conjunto con luz láser. Mediante un objetivo de microscopio (de 10 diámetros de aumento), situado delante mismo de la platina, abrió el haz de láser. Entonces, sobre una pantalla colocada a 50 centímetros de la platina, aparecieron las figuras de difracción debidas a los glóbulos sanguíneos.

Al inclinar la cabeza, las moscas de mi campo visual parecen moverse sin rumbo fijo. Este movimiento puede ser engañoso porque el sistema perceptivo da la vuelta a toda imagen que esté cabeza abajo en la retina. Si una mosca se mueve entonces, en virtud de la gravedad, hacia abajo al pasar frente a la retina, como el cerebro hace la misma interpretación, la mosca parecerá desplazarse hacia arriba.

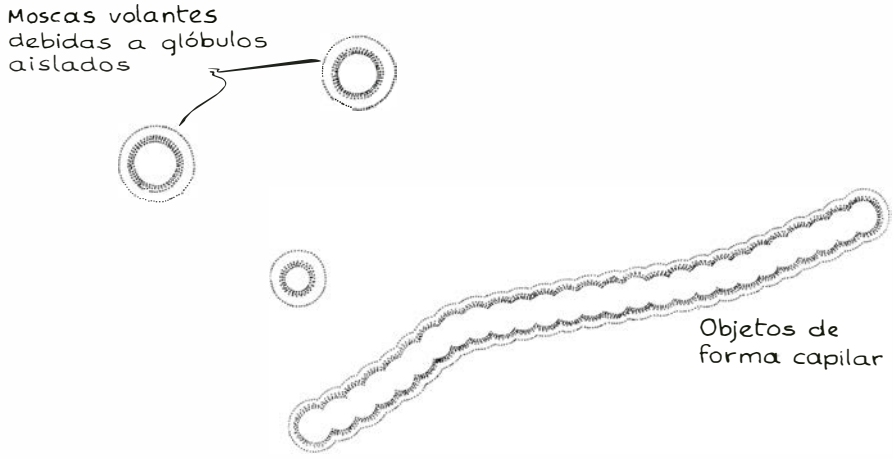
Inclinando la cabeza, o lanzando la vista repentinamente hacia abajo y luego hacia arriba consigo que las moscas se muevan. ¿Cuál es el efecto de ese movimiento de cabeza? Perturba el humor vítreo y la capa de líquido contiguo a la retina, con el consiguiente flujo de líquido que hará moverse a las moscas por delante de la retina. Si el movimiento real del líquido tiene lugar hacia arriba, las moscas aparentarán desplazarse hacia abajo.

White y Levatin investigaron la formación de moscas en un observador tumbado de espaldas con la mirada fija hacia arriba. En esa postura, las moscas se acercan a la retina, donde se posan en la depresión de la fóvea, acortándose la distancia entre cada glóbulo y la superficie sobre la que se forma su figura de difracción. Ello provoca la contracción de esta última, ya que depende de la diferencia entre los recorridos de los rayos luminosos.

Supongamos que la primera franja oscura se debe a rayos procedentes de bordes opuestos del glóbulo que recorren distancias que difieren en una semilongitud de onda. Si el glóbulo se acerca a la retina, tal condición la cumplirán puntos más próximos al centro de la figura; por eso, la franja oscura aparece más pequeña en el campo visual.



Algunos de los objetos que aparecen al contemplar un fondo monótono a través de un estenope



Aspectos característicos de las moscas volantes

Al ser más pequeñas las figuras, un observador tumbado detecta con mayor facilidad las correspondientes a glóbulos aislados, pues ganan nitidez y se hacen visibles más franjas. Puede ocurrir que algún glóbulo acabe acercándose tanto a la fóvea que la figura pierda definición, porque varias franjas vayan a dar sobre fotorreceptores contiguos.

Para contemplar las moscas volantes podemos valernos de un estenope mantenido delante de un ojo. El estenope no sólo impide que en el ojo penetre luz ambiental sino que posibilita aquellas condiciones para las cuales las figuras de difracción debidas a un glóbulo se observan con mayor precisión. Hasta aquí nos hemos basado en la hipótesis de que la luz que se cruza con el glóbulo se encuentra perfectamente en fase. No es ése el caso cuando la luz procede de un gran número de fuentes; mas si procede de un estenope, los rayos que se crucen con el glóbulo estarán casi en fase y, por tanto, la luz creará una figura de difracción más nítida.

El estenope puede construirse perforando con un alfiler un agujero diminuto en una hoja de papel de aluminio dispuesto sobre el extremo de un carrete de hilo. Siguiendo las indicaciones que les ofrecí aquí en enero pueden conseguirse estenopes más regulares y duraderos. Montados en pequeñas linternas los vende Edmund Scientific Co. (101 East Gloucester Pike, Barrington, N. J. 08007). Si el lector construye su propio estenope, necesitará al otro lado del mismo una fuente de luz difusa; como tal, sirve muy bien un visor de diapositivas manual, al igual que toda linterna pequeña. *No utilizar un láser*, pues, aunque es lo más idóneo para experiencias relacionadas con interferencias ópticas, puede perjudicar fácilmente a la retina. Efectivamente, su luz es de una coherencia tal (o sea, las ondas están casi exactamente en fase) que el haz puede disipar en una zona reducida de la retina energía suficiente para destruir los fotorreceptores, y ello sin producir dolor alguno.

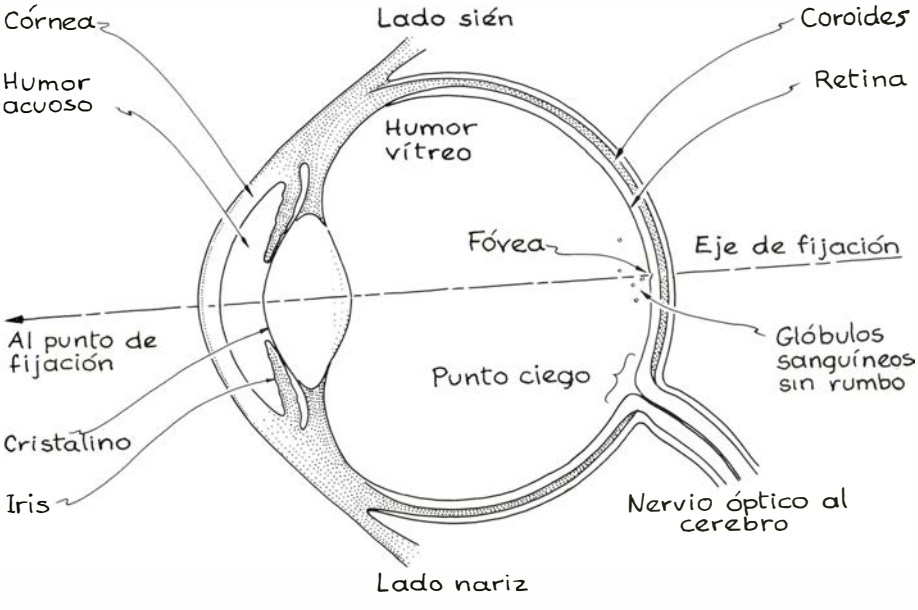
El origen de las moscas volantes hay que buscarlo en los vasos sanguíneos de la retina, complicada red que se encuentra delante de los fotorreceptores. Podría suponerse que estos vasos deberían proyectar su sombra en el campo visual. Y así es, pero raramente nos apercibimos de ello: el sistema visual hace caso omiso de toda imagen inalterable transcurridos dos o tres segundos. La explicación admitida es que las imágenes inmutables fatigan al sistema, por cuyo motivo la percepción de aquéllas se desvanece. Si los objetos externos inmóviles se perciben es sólo porque los ojos se mueven constantemente a pequeñas sacudidas que impiden la formación de una imagen constante en la retina. Y como el sistema circulatorio está fijo en la retina, su sombra permanece constante; de ahí que no la percibamos.

En determinadas circunstancias podemos ver la red retiniana. Lo hará, por ejemplo, el lector que se despierte en una habitación iluminada por el sol y contemple con un solo ojo una pared lisa y desnuda o el techo. Distinguirá una tenue traza incolora de sus vasos retinianos, aunque sólo breves segundos. Luego, el sistema visual comenzará a ignorarlos y su visión se desvanecerá. Podrá verlos de nuevo si cierra un momento el ojo y torna a abrirlo; la red retiniana le parecerá un árbol que brote del "punto ciego", que es el punto de la retina por el que entran los vasos sanguíneos mayores.

Esta red suele conocerse con el nombre de árbol de Purkinje, en honor de Johannes Purkinje, quien la describió en 1823. Purkinje, adelantado de la óptica fisiológica, consiguió trazar un esbozo del sistema circulatorio de sus ojos valiéndose de una pequeña fuente luminosa. Lo mismo podemos hacer con un estenope, aunque quizá hayamos de tantear el tamaño del mismo para intensificar nuestra visión de la red.

Si dotamos al estenope de un movimiento circular lento delante de un ojo, mientras se mantiene cerrado el otro, la luz pasará por entre el sistema circulatorio del ojo iluminado bajo ángulos continuamente variables y, por tanto, la sombra de la red se desplazará por encima de fotorreceptores diferentes, con lo que su configuración permanecerá visible.

El manantial luminoso que situemos



Ubicación de los glóbulos sanguíneos generadores de moscas volantes

del otro lado del estenope puede ser cualquier luz intensa y difusa. Sirve una pantalla de proyección de diapositivas corriente, convenientemente iluminada, e incluso un cielo despejado, siempre que de algún modo podamos resguardar el ojo para que sólo reciba luz a través del estenope.

William Oldendorf sugiere emplear una fuente puntual (una linternita de médico, por ejemplo) puesta suavemente en contacto con un párpado cerrado. Esta luz debe colocarse sobre el párpado superior cerrado y en la comisura externa del ojo, inmediatamente encima de la unión de ambos párpados. No hay que comprimir el ojo ni, por supuesto, tocar el globo ocular. La luz penetrará a través del párpado y proyectará en la retina una sombra del sistema circulatorio. Para que esa imagen no se quede quieta, y se desvanezca, la fuente puntual debe dotarse de un pequeño movimiento circular, cuya frecuencia se hará variar hasta conseguir la más clara visión del sistema.

En su libro *Visual Perception*, Tom M. Cornsweet afirma que, cuando la luz procede de fibras ópticas, llega a observarse una imagen nítida del sistema circulatorio. Fibras de este tipo pueden adquirirse de Edmund Scientific Co., junto con una pequeña fuente luminosa que se fijará a un extremo de un paquete de ellas. Este manantial luminoso da mejores resultados que la fuente luminosa puntual: las fibras, muy delgadas, arrojan sombras mejor definidas.

Señala, además, Cornsweet que la mejor visión de la red circulatoria retiniana se obtiene cuando la luz es fundamentalmente azul (con longitudes de onda de alrededor de 415 nanómetros). Para tales longitudes de onda, que se consiguen con un filtro azul, la hemoglobina de los glóbulos rojos de la sangre absorbe la luz. Entonces, si en ésta predominan las longitudes de onda azules, los vasos sanguíneos arrojarán sombras más nítidas. Edmund Scientific tiene a la venta filtros adecuados para estos propósitos.

La explicación clásica de la razón por la que el sistema circulatorio retiniano no sea normalmente visible no justifica la causa del desvanecimiento sensorial de un estímulo constante. Investigaciones recientes de A. E. Drysdale, de la Universidad de Reading, levantan la sospecha de que en la cuestión intervengan varios factores. En parte puede ser responsable la falta de contraste general de que adolecen las sombras. Otra causa del desvanecimiento podría residir en que la corteza visual fuese

asiento de algún mecanismo específico inhibidor de la percepción de la red.

En ocasiones, al fijar la vista en un fondo monótono, aprecio otro fenómeno endoóptico asociado a la red circulatoria retiniana: motas diminutas cruzan de un lado a otro de mi campo visual, cual si fueran dardos lanzados al azar, y luego desaparecen. Como en el caso de las moscas, no consigo enfocarlas. Lo cierto es que ninguna de ellas atraviesa mi campo visual por la región de la fóvea, caracterizada por su textura levemente granulosa.

Sin embargo, al contemplar lo más fijamente posible algún objeto pequeño y alejado, las motas recorren una y otra vez los mismos trayectos. Pero no veo las motas siempre que miro al cielo. No entiendo qué pueda hacer yo que las ponga de manifiesto; posiblemente en ello influya, además de fijar la mirada, relajar los cristalinos de los ojos para enfocar al infinito.

Estas motas se deben a la circulación sanguínea por la retina. Si el lector se controla el pulso con cuidado a la vez que las observa, verá que su aparición sigue el ritmo de aquél. Su aspecto es luminoso, están dotadas de colas relativamente oscuras y se mueven siempre en fila india, sin que ninguna de ellas atrape nunca a otra. Su velocidad es variable. Se mueven más deprisa durante el sístole (contracción) de cada latido del corazón que durante el diástole (distensión). Existe la creencia de que se deben al flujo de glóbulos blancos por los vasos sanguíneos retinianos.

Tras realizar algún ejercicio físico, es posible que las motas se manifiesten de modo más acusado, ya que entonces el ritmo del pulso y la presión sanguínea son mayores. Doblando el espinazo repentinamente puede que se hagan más visibles, pues entonces se altera la presión sanguínea en los ojos. También cambia la visibilidad de las motas apretando ligeramente un párpado; aumenta así la presión sobre la retina y, por ende, la presión de la circulación retiniana. Basta una presión algo mayor sobre el ojo para que la presión en la retina haga que disminuya el flujo sanguíneo, casi eliminando las motas. (Si alguien lo ensaya, quizá vea también las figuras luminosas llamadas fosfenos, que les describí en julio del año pasado y que constituyen un fenómeno endoóptico totalmente diferente.)

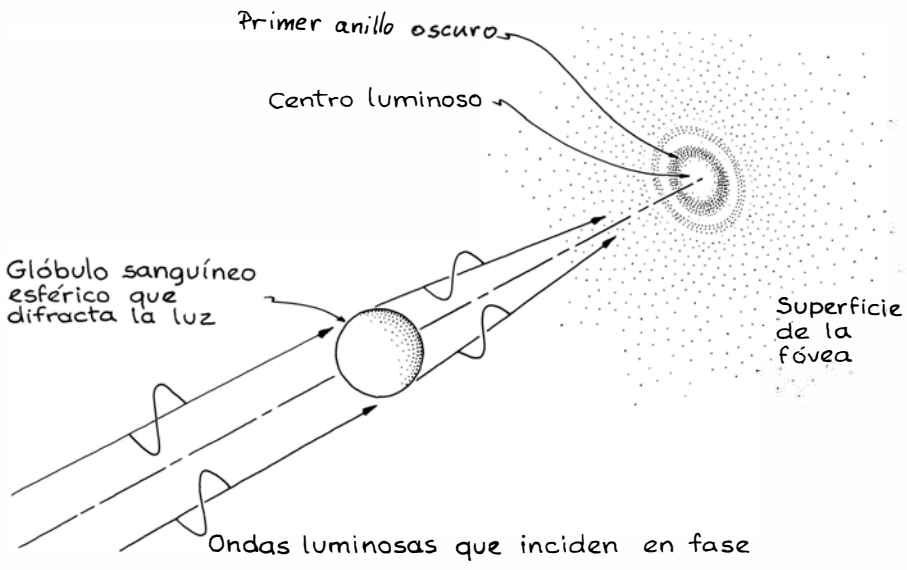
Como mejor veo yo las motas es contra un cielo despejado, limpio de perturbaciones, cuya luz azul favorece la aparición del efecto. Condiciones similares pueden reproducirse al mirar hacia un fondo monótono luminoso a través de un filtro azul. ¿Por qué esos filtros? Al dejar pasar sólo las longitudes de onda en torno a los 415 nanómetros, la luz es absorbida por la hemoglobina de los glóbulos rojos, pero no por los glóbulos blancos, por lo que el movimiento de éstos resaltará mucho más. Como las motas se deben a la circulación de la sangre por la retina, siguen los recorridos de la circulación (no lanzándose al azar, como en mi primera impresión). No cruzan motas por la zona de la fóvea porque carece de irrigación sanguínea.

Hay otro efecto endoóptico que se aprecia cuando nos fijamos en una hoja de papel blanco iluminada alternativamente a través de un filtro azul y otro amarillo. Tras un cambio de amarillo a azul, en torno al punto que ocupa la fóvea en el campo visual aparece un pequeño anillo oscuro, en cuyo interior hay un punto más oscuro. Estas estructuras no las percibe todo el mundo. Nadie las ve más allá de dos o tres segundos. Reciben el nombre de punto o mancha de Maxwell, en honor de James Clerk Maxwell, célebre por sus teorías acerca de la naturaleza y propagación de las ondas electromagnéticas. Filtros de otros colores también surten efecto, a condición de que uno de ellos deje pasar más luz azul que el otro. Si el filtro azul se sustituye por otro que deje pasar la luz violeta, el punto será rosa.

Aunque el origen del punto de Maxwell es tema de discusión, parece deberse a la pigmentación de la mácula lútea, o mancha amarilla, que cubre toda la depresión que ocupa la fóvea. La ubicación de la mácula lútea no es precisa, pero en la depresión mencionada la mancha está más pigmentada. Las moléculas del pigmento absorben la gama de azules; así, cuando luz azul atraviesa la mácula camino de los fotorreceptores subyacentes, se absorbe. En los pocos segundos que necesita la vista para adaptarse a la luz azul, se presenta la mancha de Maxwell, para desaparecer después. Puede recuperarse brevemente adaptando el ojo a luz de otro color, antes de volver a exponerlo al azul.

Si el lector se dedica a observar fenómenos endoópticos con un estenope, es probable que vea un sinfín de estructuras distintas. Tras el parpadeo, brotan ante mí manchas brillantes en un entorno gris mal definido, por donde descienden poco a poco líneas claras y oscuras. Ambos efectos los causa el fluido transparente que en la córnea dejan los parpadeos. Este fluido (en gotitas o en película) refracta la luz que lo atraviesa. En una gota, la refracción concentra la luz hacia el punto medio de lo que sería la sombra geométrica de la misma; por ello, el centro de la mancha resplandece mientras que su perímetro se muestra bastante apagado. La película líquida irregular, al retroceder por la córnea tras un parpadeo, crea líneas de concentración de luz junto con otras más tenues.

Helmholtz describió algunas otras características endoópticas interesantes, pero no se entretuvo en interpretarlas. Pueden observarse pequeñas motas relativamente luminosas, semejantes a burbujas de aire. No es probable que se trate de las moscas volantes normales, pues parecen carecer de la configuración en círculos concéntricos que las caracteriza; podrían ser objetos situados en el medio comprendido entre la córnea y el cristalino.



El glóbulo rojo crea una figura de difracción en la fóvea

Par estereoscópico "volteado" de Theodore C. Pickett

También pueden observarse líneas apagadas y oscuras que irradian desde el centro del campo visual, cuyo origen, según Helmholtz, podría encontrarse en la estructura radial del cristalino. Asimismo, pueden presentarse motas oscuras, producidas por pequeñas zonas opacas del cristalino. Los parches inmóviles dotados de pequeños tentáculos parecen deberse a arrugas de la membrana existente delante del cristalino; su estructura radial puede originarse cuando la membrana se separa de la córnea en las primeras fases del desarrollo fetal. A veces, veo como retazos arrugados que deambulan por mi campo visual; puede que sean trozos de membrana que vagan sin rumbo por el ojo, cual moscas volantes, pero desconozco su origen.

Christopher W. Tyler acaba de describir un nuevo fenómeno endoóptico. Al abrir los ojos por la mañana puede advertirse en el campo visual la presencia de una mancha peculiar, mucho más oscura que el resto del campo, o bien (lo que es más raro) más luminosa. Esta mancha subtiende un ángulo no superior a un grado aproximadamente dentro del campo visual; el lugar donde suele manifestarse, la mayoría de las veces, es cerca del centro del campo visual, pero no siempre en la zona de la fóvea. Puede desvanecerse de golpe para reaparecer después, sin causa justificada. A veces, esas manchas brotan a pares, otras en forma de círculos, alargadas, irregulares, etcétera. Generalmente son más precisas si no se mueven los ojos.

Estas manchas Tyler las llama microaneurismas sensoriales. Para alguien que haya sufrido un aneurisma fisiológico en la retina, su apariencia le resultará casi igual a la de éste. Un microaneurisma es un abultamiento de un vaso sanguíneo. Un médico que examine la retina lo verá como una minúscula mancha negra. Se desconoce la causa de esas manchas de origen sensorial.

Theodore C. Pickett, de Santa Fe, Nuevo México, me ha remitido un tipo de estereograma muy original. Del modo habitual sacó un par estereoscópico de una pila de leña. Pero luego montó las diapositivas al revés, aunque sin intercambiarlas de derecha a izquierda.

En las fotografías de esta página tenemos el resultado conseguido por Pickett. Si el lector es capaz de fijar la vista en las fotografías hasta fundir las imágenes separadas le será posible examinar el resultado sin estereoscopio. A mi me cuesta cierto esfuerzo. Trato de ajustar la convergencia de mis ojos como si estuviese mirando hacia algún objeto más lejano que las fotos y reajusto, después, el enfoque (esencialmente sin pensarlo) hasta que se solapan. (A cada lado del par solapado se encuentran imágenes secundarias, pero las paso por alto.) En cuanto las fotos superpuestas se deslizan una sobre la otra dentro de mi campo visual, se unen de golpe para ofrecer una imagen tridimensional.

Cuando en un estereoscopio se montan fotografías de la manera usual, el observador atribuye profundidad a los objetos que aparecen en ellas inspeccionando sus posiciones y tamaños relativos; se supone que analiza la profundidad cual si se hallara ante la escena original. Aquí puede que le ayuden su experiencia e indicios diversos de profundidad, pero la indicación decisiva parece ser la posición angular de los objetos vistos por cada ojo.

Tomemos dos objetos que se encuentren en el campo visual, uno de los cuales (llamado *A*) está más lejos que el otro (llamado *B*), aunque ninguno se halla especialmente lejano. Cuando los ojos miran hacia *A*, las visuales convergen en él formando cierto ángulo entre sí; cuando miran *B*, las visuales convergen en éste formando un ángulo mayor porque *B* está más cerca. Basándose en la diferencia entre ambos ángulos, el observador asigna profundidad a los dos objetos.

Cuando la escena se fotografía estereoscópicamente, entre una exposición y otra se cambia la posición de la cámara para reproducir la separación entre los ojos. Las fotos se colocan luego en un estereoscopio, el cual facilita la fusión de las dos imágenes remedando así la escena original. Aunque las fotos sean representaciones planas de la escena, las vistas levemente diferentes de los mismos objetos hacen que el observador les atribuya profundidad, al igual que antes. Y, al igual que antes también, las visuales que parten de los ojos hacia el objeto aparente *A* forman un ángulo menor que las visuales que van de los ojos al objeto aparente *B*; por tanto, el observador atribuirá mayor profundidad a *A*.

Numerosos investigadores han expe-

rimentado con el intercambio entre los fotogramas derecho e izquierdo, lo que da por resultado una inversión de profundidad, de tal modo que los objetos que en la realidad están distantes parecen estar cercanos, y viceversa. El artilugio de Pickett juega una pasada parecida al observador. En este caso, en cada fotograma los objetos pasan de derecha a izquierda y al revés. Entonces, las visuales que convergen en los objetos aparentes *A* y *B* lo hacen ahora formando un ángulo en *A* mayor que en *B*, con el resultado de que se interpreta que el objeto más lejano en la realidad se encuentra relativamente cerca, y el que está realmente más cerca parece estar alejado.

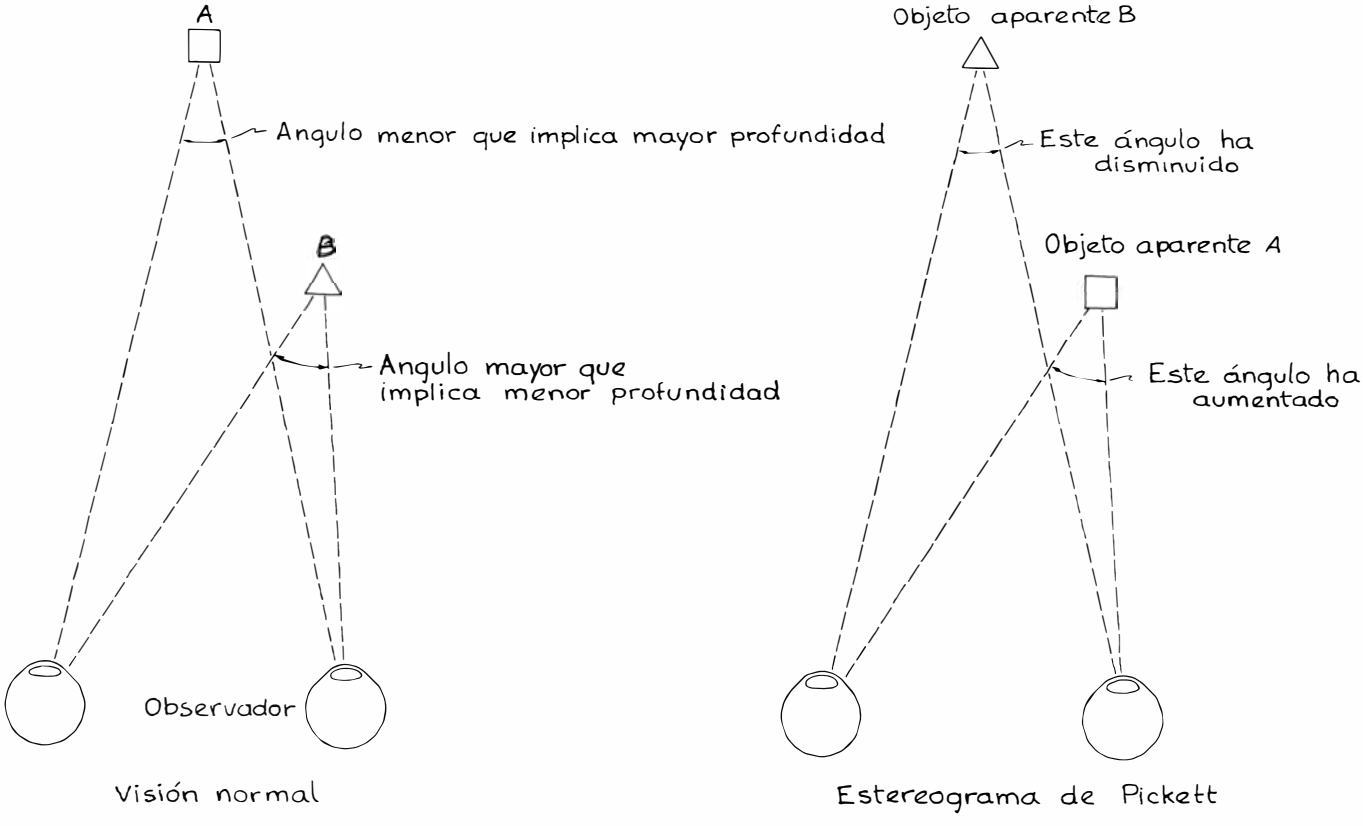
Las fotografías tomadas y montadas según las indicaciones de Pickett pueden crear una visión del mundo incomprensible. Parte de la extrañeza que causan procede del conflicto entre la experiencia del observador y lo que éste ve. La profundidad se asigna no sólo de acuerdo con los ángulos aparentes de los objetos, sino también de acuerdo con las imágenes de la retina. Cuando se miran dos objetos iguales, uno de los cuales está más cerca del observador que el otro, la profundidad se define sin mayor problema porque el objeto más distante crea en la retina una imagen más pequeña. Pero cuando se observa un par estereoscópico en el montaje de Pickett, ese dato entra en conflicto con el más convincente ofrecido por el examen de los ángulos. Habitualmente es éste el que prevalece, pero la discrepancia entre ambos crea al observador una visión extraña y desconcertante.

En la visión normal predomina la atribución de profundidad en función de los ángulos hasta que los objetos se hallan muy distantes (a 450 metros, por ejemplo). A partir de ahí, lo que determina la profundidad a atribuir es la experiencia, o bien los tamaños relativos de las imágenes retinianas. Los objetos alejados más de unos 450 metros los percibe el observador como si se encontraran en una superficie plana situada a esa distancia, más o menos.

Entre los fotogramas, sobremanera desconcertantes, de Pickett hay objetos cercanos y lejanos. Cuando un par estereoscópico que contenga objetos tales se contemple con la disposición inversa de Pickett, los objetos distantes ya no parecerán inscritos todos en una superficie relativamente plana y alejada, sino que aparentarán estar más cerca y con profundidades muy dispares. Por su lado, los objetos realmente cercanos quedarán relegados a la superficie plana alejada y con diferencias entre sus profundidades mucho menos acusadas.

A quien desee hacer experiencias con los métodos de Pickett, le aconsejo que tome escenas la profundidad de cuyos objetos varíe entre límites muy amplios. Algo muy adecuado puede ser un valle con árboles tanto próximos como lejanos. No obstante, para hacer esas fotografías deberán tomarse ciertas medidas. La separación entre las posiciones de la cámara se incrementará en unos tres metros por cada kilómetro de distancia hasta el objeto más lejano captado en los fotogramas. De las eventuales fotos se excluirá todo lo que se halle a menos del 25 por ciento de aquella distancia máxima. Por último, se hará lo necesario para que en el centro de cada fotograma del par estereoscópico aparezca algún objeto distante.

En mi artículo de enero les describí el método de fotografía "antiestenoscópica" ideado por Adam Lloyd Cohen. Resulta que las ideas en que se basa la antiestenopetografía fueron desarrolladas por primera vez, y de manera totalmente independiente, por Ronald Cowart, de la Universidad de Texas, en su tesis doctoral "la cámara oscura inversa". Tras investigaciones y trabajos posteriores, a cargo de Alfonso Zermeno, James M. Hevesi y Lee M. Marsh, el aparato se patentó en 1978. La patente es propiedad de la Universidad de Texas y todos los derechos de ésta están concedidos a Texas Medical Instruments, Inc.



Explicación de por qué un par estereoscópico volteado origina una imagen desconcertante

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

PLATAFORMAS PETROLIFERAS MARINAS

OUTER CONTINENTAL SHELF FRONTIER TECHNOLOGY: PROCEEDINGS OF A SYMPOSIUM. Marine Board, Assembly of Engineers. National Research Council, National Academy of Sciences, 1980.

TETHERED BUOYANT PLATFORM PRODUCTION SYSTEM. Graham Perrett y Robert M. Webb en *Proceedings of the Offshore Technology Conference*, vol. 4, págs. 261-274; 1980.

RECENT ADVANCES IN DESIGN AND CONSTRUCTION OF DEEPWATER CAPABILITY. Griff C. Lee en *Ocean Industry*, págs. 71-80; noviembre, 1980.

INTRODUCTION TO OFFSHORE STRUCTURES. W. J. Graff. Gulf Publishing Company, 1981.

ALIMENTOS QUE MODIFICAN LA FUNCION CEREBRAL

RELEASE OF ACETYLCHOLINE FROM THE VASCULAR PERFUSED RAT PHRENIC NERVE-HEMIDIAPHRAGM. George C. Bierkamper y Alan M. Goldberg en *Brain Research*, vol. 202, n.º 1, págs. 234-237; 24 de noviembre de 1980.

PRECURSOR CONTROL OF NEUROTRANSMITTER SYNTHESIS. R. J. Wurtman, F. Hefti y E. Melamed en *Pharmacological Reviews*, vol. 32, n.º 4, págs. 315-335; diciembre, 1980.

ALZHEIMER'S DISEASE: A REPORT OF PROGRESS IN RESEARCH. Dirigido por S. Corkin, K. J. Davis, J. H. Growdon, E. Usdin y R. J. Wurtman. Raven Press, 1981.

CARBOHYDRATE CRAVING IN OBESE PEOPLE: SUPPRESSION BY TREATMENTS MISSION. Judith J. Wurtman, Richard J. Wurtman, John H. Growdon, Peter Henry, Anne Lipscomb y Steven H. Zeisel en *International Journal of Eating Disorders*, vol. 1, n.º 1, págs. 2-15; otoño, 1981.

LA ZONA SISMICA DEL MISSISSIPPI

THE MISSISSIPPI VALLEY EARTHQUARKES OF 1811 AND 1812: INTENSITIES, GROUND MOTION AND MAGNITUDES. Otto W. Nuttli en *Bulletin of the Seismological Society of America*, vol. 63, n.º 1, págs. 227-248; 1973.

THE NEW MADRID EARTHQUARKES OF 1811-1812. James Penick, Jr. University of Missouri Press, 1976.

RECURRENT INTRAPLATE TECTONISM IN THE NEW MADRID SEISMIC ZONE. M. D. Zoback, R. M. Hamilton, A. J. Crone, D. P. Russ, F. A. McKeown y S. R. Brockman en *Science*, vol. 209, n.º 4460, págs. 971-976; 29 de agosto de 1980.

INVESTIGATIONS OF THE NEW MADRID, MISSOURI, EARTHQUARKE REGION. Dirigido por F. A. McKeown y L. C. Pakiser. *U.S. Geological Survey Professional Paper 1236*, 1981.

COMPLEJOS GIGANTES DE NUBES MOLECULARES EN LA GALAXIA

GIANT MOLECULAR CLOUDS IN THE GALAXY. Dirigido por P. M. Solomon y M. G. Edmunds. Pergamon Press, Inc., 1980.

INTERSTELLAR MOLECULES. Dirigido por B. H. Andrew. D. Reidel Publishing Company, 1980.

THE MILKY WAY. Bart J. Bok y Priscilla Bok. Harvard University Press, 1981.

EL CALAMAR GIGANTE

A REVIEW OF THE SYSTEMATICS AND ECOLOGY OF OCEANIC SQUIDS. M. R. Clarke en *Advances in Marine Biology*, vol. 4, págs. 93-300; 1966.

A SPECIMEN OF THE GIANT SQUID *ARCHITEUTHIS* FROM NEW ZEALAND. R. K. Dell en *Records of the Dominion Museum in Zoology*, vol. 7, n.º 4, págs. 25-36; 1970.

FIRST RECORD OF JUVENILE GIANT SQUID, *ARCHITEUTHIS* (CEPHALOPODA, OEGOPSIDA). C. F. E. Roper y R. E. Young en *Proceedings of the Biological Society of Washington*, vol. 85, n.º 16, págs. 205-222; 1972.

GIANT SQUIDS. K. N. Nesis en *Gidrobiologiia*, vol. 6, n.º 706, págs. 55-60; 1974.

MONOPOLOS MAGNETICOS SUPERPESADOS

MAGNETIC MONOPOLES. Kenneth W. Ford en *Scientific American*, vol. 209, n.º 6, págs. 122-131; diciembre, 1963.

CONSTRAINTS ON CONTROVERSY: THE CASE OF THE MAGNETIC MONOPOLE. Andrew Pickering en *Social Studies of Science*, vol. 11, n.º 1, págs. 63-93; febrero, 1981.

CROMATINA Y ENSAMBLAJE DEL VIRUS SV 40

THE MOLECULAR BIOLOGY OF TUMOR VIRUSES. J. Tooze. Cold Spring Harbor Laboratory, Cold Spring Harbor; Nueva York, 1974.

THE CHEMICAL BASIS OF VIRUS STRUCTURE, DISSOCIATION AND REASSEMBLY. J. M. Kaper en *Frontiers of Biology*, vol. 39. North-Holland Publishing Company; 1975.

CHROMATIN. Reseña de Gary Felsenfeld en *Nature*, vol. 271, págs. 115-122; 12 de enero de 1978.

COMPREHENSIVE VIROLOGY. Dirigido por Heinz Fraenkel-Conrat y Robert R. Wagner, vols. 3, 9 y 13. Plenum Press; Nueva York & Londres, 1979.

RESTRICTION ENDONUCLEASES, SIMIAN VIRUS 40, AND THE NEW GENETICS. Daniel Nathans en *Science*, vol. 206, págs. 903-909; 23 de noviembre de 1979.

LA BREVE VIDA DE ÉVARISTE GALOIS

ÉVARISTE GALOIS. René Taton en *Dictionary of Scientific Biography*, dirigido por Charles Coulston Gillispie. Charles Scribner's Sons, 1972.

GENIUS AND BIOGRAPHERS: THE FICTIONALIZATION OF ÉVARISTE GALOIS. Tony Rothman en *The American Mathematical Monthly*, vol. 89, n.º 2, págs. 84-106; febrero, 1982.

TEMAS METAMAGICOS

THE CHOPIN COMPANION. Dirigido por Alan Walker. The Norton Library, 1966.

CHOPIN: THE MAN AND HIS MUSIC. James Huneker. Dover Publications, Inc., 1966.

CHOPIN. George R. Marek y Maria Gordon-Smith. Harper & Row Publishers Inc., 1978.

TALLER Y LABORATORIO

ENTOPTIC IMAGES AND RELATED PHENOMENA. G. S. Brindley en *Physiology of the Retina and Visual Pathway*. The Williams & Wilkins Company, 1970.

THE VISIBILITY OF RETINAL BLOOD VESSELS. A. E. Drysdale en *Vision Research*, vol. 15, n.º 7, págs. 813-818; julio, 1975.

Taller y laboratorio

Cantando bajo la ducha o el narcisismo por nuestra voz

Jearl Walker

Supongo que el lector se habrá percatado ya de que, en la ducha, la peor de las voces suena magníficamente; al menos, a su propietario. La mía, por ejemplo, de la que en absoluto puede decirse que pertenezca a alguien especialmente dotado para el arte del canto, resulta deliciosa, hasta el punto de que a veces me hago ilusiones. Y es que el recinto de la ducha se muestra muy amable y generoso con los sonidos musicales. Un amigo mío solía practicar allá dentro sus lecciones de violín.

La razón oculta de por qué en el recinto de una ducha mejora tanto la calidad de una ejecución musical hay que buscarla en la resonancia acústica, fenómeno éste que refuerza notablemente la intensidad del sonido. Al igual que los demás sonidos, los generados por los órganos de fonación humanos se propagan por el aire bajo la forma de ondas de presión variable. Si la voz humana pudiera emitir ininterrumpidamente en la misma frecuencia (o tono), dicha onda podría representarse mediante una curva senoidal. En ella se verían gráficamente las variaciones sucesivamente iguales de la presión del aire a lo largo de la trayectoria de la onda sonora, entre un valor relativamente alto (mayor que la presión atmosférica) y otro relativamente bajo (menor que la presión atmosférica).

Tales variaciones son resultado de las pequeñas oscilaciones que ejecutan las moléculas de aire paralelamente a la trayectoria de la onda. En virtud de tales oscilaciones, en algunos lugares la densidad del aire aumenta bastante (y la presión crece), mientras que, en otros, disminuye bastante (y la presión decrece). El conjunto de esa distribución de presiones altas y bajas se propaga desde la boca a la velocidad del sonido, que es del orden de 340 metros por segundo a la temperatura ambiente.

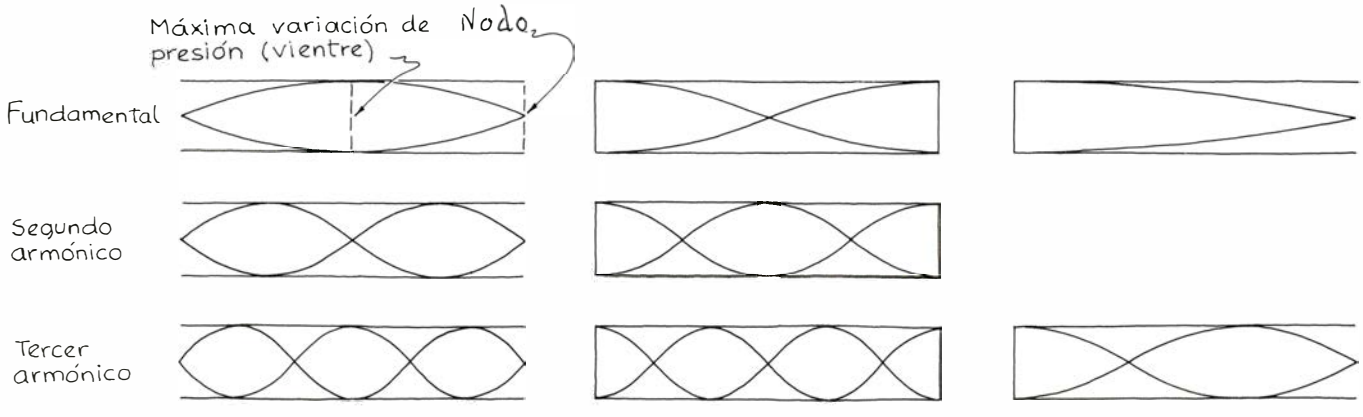
Un parámetro relativo al proceso es la frecuencia del sonido, o número de veces por segundo que pasa un pico de presión de la onda por cada punto de la trayectoria. Así, si ese número es 500, la frecuencia será de 500 hertz (ciclos por segundo). Los límites de sensibilidad auditiva para un adulto joven se sitúan entre los 20 y los 20.000 hertz.

Se llaman ondas progresivas aquellas que viajan desde un punto en dirección a otro. En lo concerniente al canto y resonancia acústica nos interesan, además, otro tipo de ondas: las estacionarias. Consideremos un tubo cilíndrico con ambos extremos abiertos. En primera aproximación, su diámetro no afecta a la resonancia, pero su longitud sí. Supongamos que hacia el interior del tubo se envía sin parar una onda progresiva, e imaginemos que viajamos a lo largo del mismo solidariamente con un pico de la onda. Pese a ser abierto, en el extremo del tubo se refleja hacia atrás parte del sonido, y el resto prosigue hacia el exterior. Entonces la parte reflejada se superpone a las ondas que aún avanzan hacia el final, interfiriendo con ellas. De ese modo, en un instante dado, la presión de un determinado volumen de aire tenderá a aumentar, a causa de la onda que progresa en un sentido, y a disminuir a causa de la que viaja en sentido contrario. Como consecuencia, se genera una distribución de presiones complicada y continuamente mudante. Por otra parte, el sonido que emerja del tubo no será más intenso que el que penetró en él.

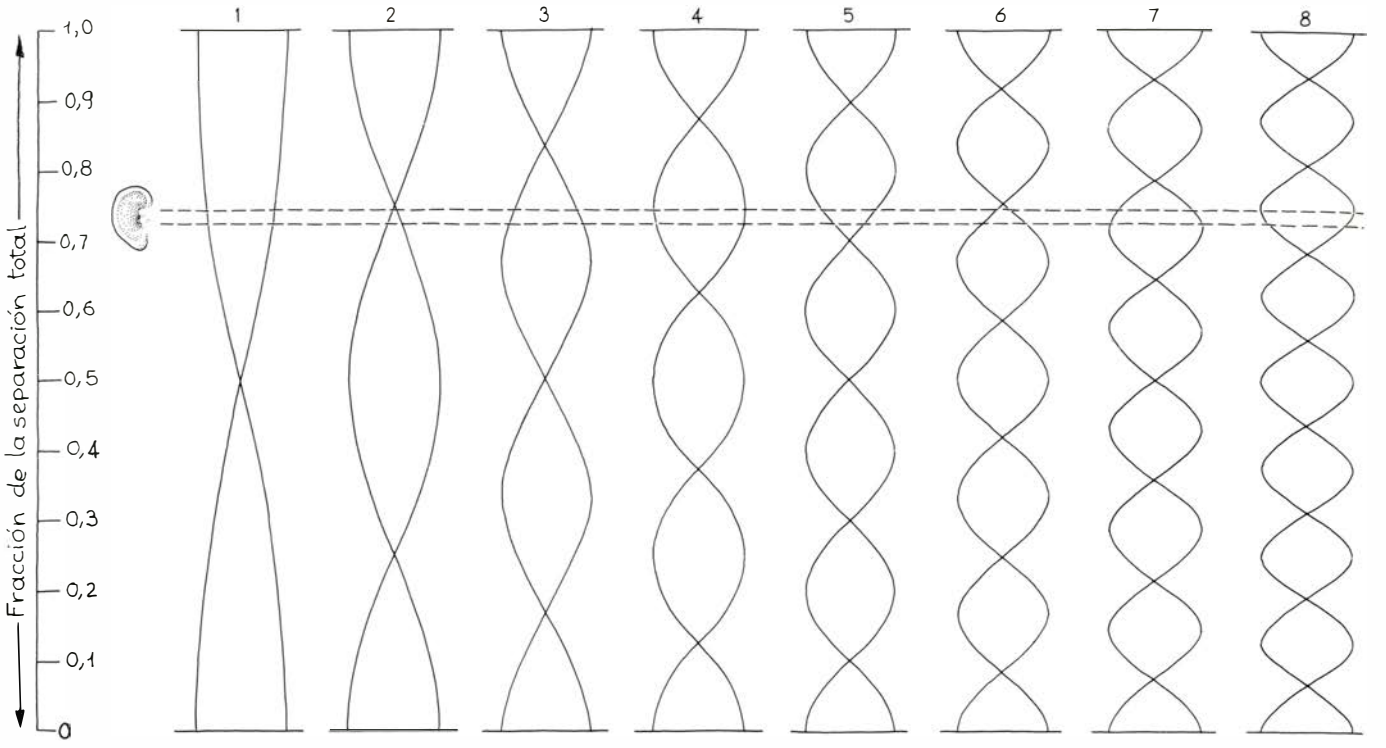
Para determinadas frecuencias se genera una distribución de variaciones de presión mucho más sencilla. Tal distribución se corresponde con las frecuencias propias, o armónicos, del tubo. Estas son todas múltiplos enteros de la menor de ellas, o armónico fundamental. En tal caso, la distribución de variaciones de presión es la de una onda estacionaria, sucediendo que, al crearse una de tales ondas, el sonido que sale del tubo es más intenso que el que penetró en él. Este fenómeno se conoce como resonancia acústica.

Supongamos que se envía al tubo la frecuencia fundamental. Las ondas que avanzan en sentidos contrarios se interfieren; podemos estar, pues, seguros de que en los extremos del tubo (donde se reflejan las ondas) la presión no variará nunca. Esa clase de puntos se llaman nodos. Donde la presión sufre la variación máxima es en el centro del tubo, pasando sin brusquedad de alta a baja, y viceversa (alta cuando ambas ondas interactúan aumentando la presión, baja cuando interactúan disminuyéndola). Los puntos de esta clase reciben el nombre de vientres. La distribución de variaciones de presión presenta una configuración de onda estacionaria, nombre que recibe porque nodos y vientres permanecen inmóviles.

En esta página se ofrece la represen-



Resonancia acústica en tres tipos de tubos



Los ocho primeros armónicos entre el suelo y el techo del compartimento de una ducha

tación gráfica habitual de algunas de las ondas estacionarias posibles en el interior de un tubo. Los puntos donde se cortan las curvas son los nodos y, vientres, los puntos donde la separación entre ellas es máxima. (Esta ilustración puede despistar al sugerir que las moléculas oscilan perpendicularmente al tubo, cuando la realidad es que lo hacen paralelamente a la longitud del mismo.)

Conforme se vayan enviando al tubo frecuencias más altas de la serie armónica, la situación se irá complicando. Con el segundo armónico (frecuencia doble que la fundamental), la onda estacionaria presentará tres nodos, uno en cada extremo y otro en el centro, y dos vientres, uno entre cada par de nodos. El tercer armónico (frecuencia triple que la fundamental) posee cuatro nodos y tres vientres.

La importancia de la resonancia acústica radica en que, con ella, se crea una gran onda estacionaria, más intensa que el sonido enviado al tubo, de modo que éste actúa de amplificador. En la explicación elemental que acabo de ofrecerles, los valores de la serie armónica de un tubo dependen únicamente de la longitud de éste y de la velocidad del sonido. Caldeando el aire, con lo que aumenta la velocidad del sonido, los armónicos se corren hacia arriba. Acortando el tubo se produce el mismo efecto, razón por la cual el armónico fundamental de los tubos de órgano cortos es más alto que el de los largos.

Hasta aquí sólo hemos hablado de tubos de extremos abiertos, pero en lo que respecta al canto y la ducha hay que considerar otros dos dispositivos resonadores. Uno de ellos es el tubo de extremos cerrados, cuya serie armónica es igual a la del tubo de extremos abiertos, aunque sean diferentes las ondas estacionarias. En efecto, en este caso, en los extremos se forman vientres porque las paredes imponen que, en ellas, deben darse las variaciones de presión máximas. La representación gráfica del primer armónico (o fundamental) muestra un vientre en cada extremo y un nodo en el centro.

Cuando el tubo tiene un sólo extremo cerrado, la serie armónica se modifica sutilmente. Un dibujo del primer armónico sigue ateniéndose a las reglas que les he resumido, exhibiendo un vientre en el extremo cerrado y un nodo en el abierto. Lo mismo acontece con el armónico siguiente; mas aquí la frecuencia es triple que la del primer armónico, o fundamental. A veces, esta onda estacionaria recibe el nombre de segundo armónico, porque es la segunda de las frecuencias más bajas posibles en un tubo como el considerado. Esa denominación confunde más que aclara, y así seguiré hablando de tercer armónico, dado que su frecuencia triplica la fundamental. En la resonancia dentro de los tubos de un extremo abierto sólo pueden presentarse los armónicos impares (primero, tercero, quinto, etc.). Las reglas que gobiernan las variaciones de presión en los extremos de los tubos no admiten armónicos pares.

En el arte del canto hay que conseguir un efecto de resonancia dentro de lo que es esencialmente un tubo de un extremo abierto. No se trata del cuerpo recto y cilíndrico que hemos venido considerando, desde luego; pero el modelo sirve perfectamente. Se genera el sonido cuando el aire espirado por los pulmones atraviesa las cuerdas vocales (que no son tales cuerdas, sino membranas delgadas). El aire emerge de las cuerdas vocales en una sucesión de pulsos, cuya frecuencia depende fundamentalmente de la tensión de aquéllas; a mayor tensión, mayor frecuencia de las descargas de aire y, por tanto, mayor frecuencia.

Las cuerdas vocales vibran según una serie armónica de frecuencias, generando correspondientemente una serie armónica de ondas sonoras, que comprende el armónico fundamental y todos los superiores. De estas ondas, la más intensa es la fundamental.

Dichas ondas atraviesan la cavidad, o tracto vocal compuesto de la laringe, la faringe y la boca. El tracto vocal es asimilable a un tubo de un extremo cerrado (por las cuerdas vocales) y otro abierto (la boca); por tanto, le corresponderá una serie armónica a cuyas fre-

cuencias podrá incitarse la aparición de ondas estacionarias. Entre las frecuencias que penetren en el tracto vocal procedentes de las cuerdas se encontrarán algunas iguales o próximas a aquellas frecuencias de resonancia. Estas frecuencias son relativamente intensas.

Un cantante generará un sonido de la máxima intensidad cuando sean iguales los armónicos de las cuerdas vocales y los del tracto. Esta igualación, o adaptación del tracto vocal a los armónicos de las cuerdas vocales, la consiguen los buenos cantantes de varias maneras, posiblemente con un esfuerzo consciente mínimo. La tensión de las cuerdas vocales puede corregirse un tanto para ajustar el armónico fundamental en dicho punto; pero, una vez establecido dicho armónico, la adaptación final debe conseguirse alterando la forma del tracto vocal.

En este caso la física de la resonancia acústica no es tan simple como en los tubos ideales, para los que he pasado por alto el efecto del diámetro. Haciendo variar convenientemente la forma de su tracto vocal, todo varón adulto puede conseguir, al cantar, que el armónico fundamental del tracto adquiera cualquier valor comprendido entre 250 y 700 hertz. El tercer armónico (téngase presente que, en este tipo de tubo, sólo se generan armónicos impares) varía entre 700 y 2500 hertz.

Mi aptitud para adaptar el tracto vocal al armónico fundamental que generan mis cuerdas vocales es nula. Así, si me propusiera lanzar a un auditorio una nota de, pongamos, 500 hertz tendría que gritar para hacerla audible. Sin embargo, un cantante adecuadamente preparado conseguiría la adaptación y aprovecharía la amplificación debida a la resonancia en el tracto vocal. La ventaja de cantar en la ducha reside en que al cantor inexperto le ayuda la resonancia generada entre las superficies del recinto.

El efecto del compartimento de la ducha es el de un tubo con los extremos cerrados. No obstante, se diferencia de los tubos que les he descrito en que posee tres pares de extremos: (1) el suelo y el techo, (2) una pareja de paredes paralelas y (3) la otra pareja de paredes paralelas. (Supondré que la cortina o la puerta son una pared maciza.) Entre dos paredes cualesquiera puede provocarse la aparición de ondas estacionarias. Una representación gráfica de la onda fundamental correspondiente, por ejemplo, a la pareja suelo-techo muestra vientres en el suelo y en el techo y un nodo a medio camino entre ambos. La del segundo armónico (en los tubos con los extremos cerrados puede haber armónicos pares) posee tres vientres (en el suelo, techo y a medio camino) y dos nodos (entre los vientres). Para las otras parejas de paredes se dan configuraciones similares.

Aunque la relación entre el canto en la ducha y la resonancia acústica se conoce desde hace tiempo, el único trabajo acerca del tema que he podido localizar es el resumen de una charla ofrecida por Daniel W. Haines, de la Universidad de Carolina del Sur, en la Segunda Conferencia sobre Enseñanza de Acústica y Física del Sonido en abril de 1976. Este trabajo revela algunos aspectos muy interesantes del fenómeno. Por ejemplo, supóngase que nos hayamos propuesto generar resonancia entre el suelo y el techo del compartimento de la ducha. Si la fuente sonora se halla a medio camino entre ambos, no habrá resonancia porque ese punto corresponde a un nodo de la onda estacionaria asociada. En efecto, no podrá darse un nodo, que por definición es un punto donde la variación de presión es nula, allá donde la propia fuente crea variaciones de presión. Para conseguir lo más parecido a un vientre de una onda estacionaria lo mejor sería cantar junto al suelo o al techo (aunque ello reviste el peligro de ponernos en ridículo ante algún observador casual, por muy de confianza que sea).

Si la fuente sonora se encuentra a medio camino entre el suelo y el techo pueden darse el segundo armónico y otros armónicos pares. Para otras posiciones de la fuente pueden aparecer numerosos armónicos, unos más intensos que otros, según la cercanía de aquél a algún vientre. Los únicos armónicos imposibles son aquellos para los que coinciden la fuente y un nodo. (Mi explicación a este respecto puede ser imperfecta: si el manantial sonoro es muy pequeño e irradia sonido a todos los puntos del recinto, posiblemente su ubicación carezca de importancia. Creo, sin embargo, que la cabeza humana es lo bastante grande para que su posición importe mucho.)

Haines hizo notar asimismo que al cantante puede sonarle bien o mal su propia voz de acuerdo con la posición de sus oídos. Si éstos se encuentran en un nodo, el cantor no percibirá la onda estacionaria (ya que la audición la provocan las ondas de presión al actuar sobre los tímpanos). Si se encuentran en un vientre, la impresión sobre los tímpanos será máxima.

En la ilustración de la página precedente se representan los ocho primeros armónicos entre el suelo y el techo. La boca y los oídos del cantante se hallan aproximadamente a un cuarto de la distancia entre suelo y techo. Teóricamente le es posible desencadenar y también oír el armónico fundamental, al no tener la boca ni los oídos en un nodo de la onda estacionaria correspondiente. Como tampoco están en un vientre, no podrá desencadenar o percibir intensamente un armónico fundamental. Al tener la cabeza en uno de los nodos del segundo armónico, no podrá desencadenar éste ni percibirlo. De las ondas estacionarias representadas, las que mejor percibiría serían las del tercero, cuarto, séptimo y octavo armónicos.

Respecto a las ondas estacionarias generadas entre dos paredes, el cantante goza de mayor facilidad de movimiento. Alejándose de una pared, o acercándose a ella, puede modificar el espectro de armónicos que genera o

	De suelo a techo: 2,095 metros	De pared a pared: 1,375 metros	De pared a pared: 1,010 metros
Armónico	Frecuencia (hertz)	Frecuencia (hertz)	Frecuencia (hertz)
1	83	126	171
2	165	252	343
3	248	377	514
4	330	503	685
5	413	629	856
6	495	755	1028
7	578	881	
8	661	1007	
9	743		
10	826		
11	908		
12	991		
13	1074		

Armónicos en el compartimento de la ducha

percibe. En el centro del compartimento estará ausente el armónico fundamental de los dos pares de paredes, pues a ambos corresponde un nodo en ese punto; sin embargo, el segundo armónico posee un vientre allí y entrará en juego. Acercándose a una de las paredes, el cantante eliminaría el segundo armónico, pero desencadenaría el tercero.

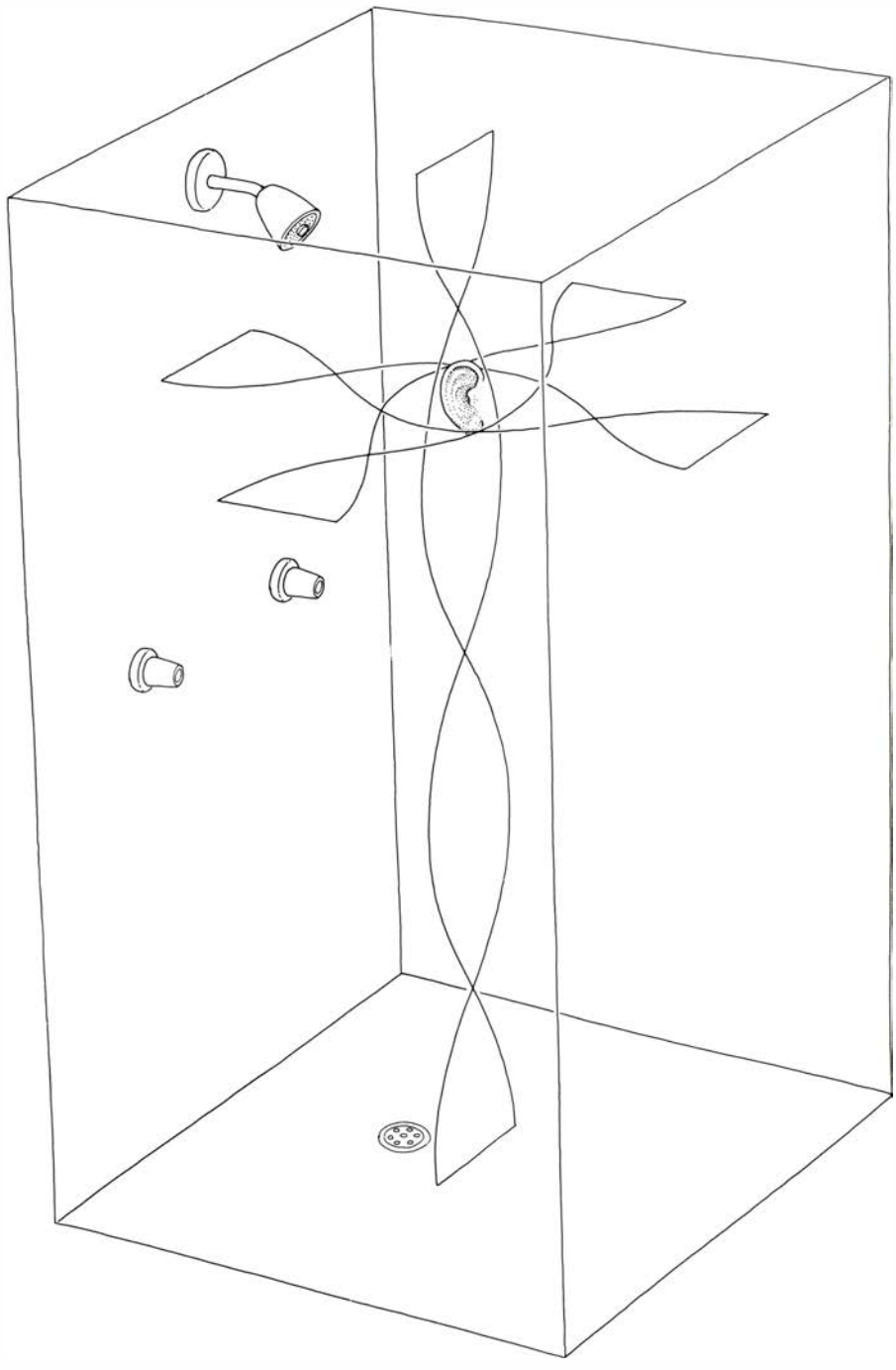
La separación horizontal entre boca y oídos complica los armónicos entre las paredes. Para determinados armónicos, puede que la boca se encuentre en la posición adecuada para generar una onda estacionaria, mientras que los oídos estén en un nodo. (Para estudiar el caso correctamente debe también considerarse la distorsión que la cabeza produce sobre la onda estacionaria.)

Surge una complicación más a causa de que las frecuencias de los armónicos no son exactamente como se indica en la ilustración de la página precedente. Los valores del cuadro dependen de la velocidad del sonido, la cual puede que varíe conforme la ducha vaya calentando el aire. E incluso sin considerar este hecho: las frecuencias no tienen valores definidos tajantemente, sino que pueden oscilar entre márgenes de unos 10 hertz. El modo más eficaz de generar una onda estacionaria es que el cantante entone la voz a una de las frecuencias reseñadas en el cuadro; si se desvía levemente de ese valor teórico, la onda será más débil.

Otra complicación resulta del hecho de que el cuerpo del cantante ocupa un espacio dentro del compartimento y refleja parte del sonido. Lo mejor será suponer que ello es secundario respecto al mecanismo de creación de ondas estacionarias. Estudiando las resonancias como si el compartimento de la ducha fuese un tubo de extremos cerrados se consigue por los menos estimar aproximadamente los valores de las frecuencias de resonancia.

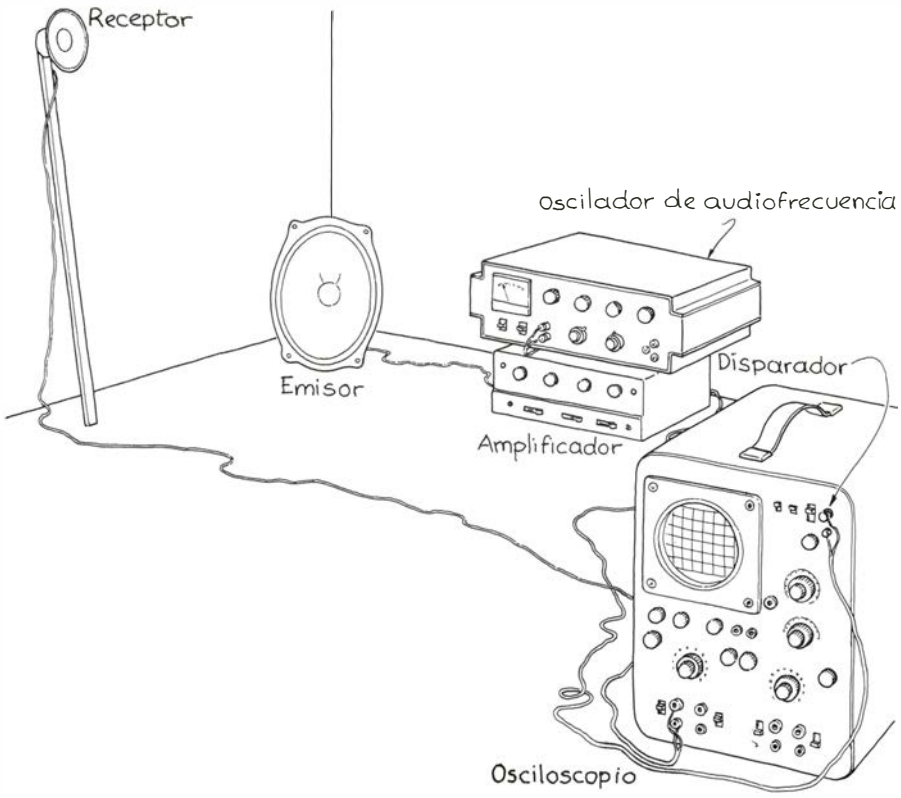
Las frecuencias que aparecen en el cuadro de la ilustración de la página precedente las he recogido en mi ducha, cuyo compartimento tiene paredes, suelo y techo recubiertos de azulejos; una de las paredes es una puerta de vidrio. Las he calculado bajo la hipótesis de que, en aquel recinto, la velocidad del sonido es de 346 metros por segundo. Así, cada frecuencia fundamental será esa velocidad dividida por el doble de la distancia entre cada pareja de superficies reflectoras.

Como el suelo y el techo están mucho más separados entre sí que las paredes, la frecuencia fundamental correspondiente a ellos será menor que la correspondiente a las paredes. Los armónicos superiores se calculan multiplicando la frecuencia fundamental por números enteros; por consiguiente, el segundo armónico es doble que la frecuencia fundamental, triple el tercero, y así sucesivamente.



Configuración de algunos armónicos en el recinto de una ducha

Supongamos ahora que me pongo a cantar en la ducha, ajustando mis cuerdas vocales a una frecuencia fundamental de 330 hertz, pero que no consigo adaptar a ésta mi tracto vocal. Mis cuerdas vocales generan frecuencias que son múltiplos enteros de la fundamental, o sea, 330, 660, 990 hertz, etcétera. Supongamos que mi tracto vocal esté ajustado a 450 hertz, cuya frecuencia de resonancia siguiente (tercer armónico) es de 1350 hertz. Fuera de la ducha mi canto sonará débil, puesto que ninguna de las frecuencias procedentes de las cuerdas vocales resonarán en el tracto. Dentro de la ducha, por el contrario, las frecuencias de 330 y 660 hertz crearán ondas estacionarias entre el suelo y el techo, excitando la menor de ellas el cuarto armónico y la mayor el octavo armónico. (El sonido de 990 hertz desencadenaría el doceavo armónico, pero mi boca se encontraría en un



Montaje electrónico para captar armónicos

nodo de la onda correspondiente.) Por tanto, me oiré maravillosamente, pese a la falta de resonancia en el tracto vocal.

Cuando me dispuse a experimentar en torno a los armónicos que se desarrollaban en el recinto de mi ducha me encontré con mi incapacidad para sostener una nota largo tiempo y con mi falta de pericia para determinar su frecuencia; por eso, en lugar de mi voz utilicé un oscilador de audiofrecuencia y un altavoz. La frecuencia de la señal podía gobernarla actuando sobre el mando del oscilador. Esa señal, tras aumentarla en un amplificador, la dirigía a un cono de altavoz cuya ubicación dentro del compartimento podía variar a voluntad. La apertura del cono era de 19 por 12 centímetros; uno más pequeño no habría emitido las frecuencias bajas.

A quien se decida a efectuar experiencias de este tipo debo recordarle que los artefactos eléctricos son peligrosos en presencia de agua. Otro riesgo es que la intensidad de alguna de las ondas estacionarias desencadenadas en el compartimento pueda resultar excesiva y lastimar el oído, especialmente cuando se eleve el volumen del altavoz. Por cuya razón empleé unos auriculares amortiguadores de sonido.

Sintonizando el oscilador a lo largo de las frecuencias comprendidas entre los 200 y los 1000 hertz me fue posible percibir la aparición y desaparición de las resonancias. Cuando el oscilador no resonaba con el recinto, el sonido dentro de éste se sentía relativamente débil; pero, en las resonancias, su intensidad crecía, a veces espectacularmente.

Fijando el oscilador en alguna de las frecuencias de resonancia, podía hacer variar la intensidad con que percibía el sonido trasladando la cabeza por todo el recinto. Cuando mis oídos pasaban desde un vientre a un nodo, el nivel de sonido decaía abruptamente. Con dos o tres movimientos de tanteo pude determinar si la onda estacionaria se encontraba entre dos paredes (y, en tal caso, entre qué dos paredes) o entre el suelo y el techo.

La efectividad con que el altavoz generaba una onda estacionaria dependía en parte de la orientación que le daba. Así, al orientarlo hacia arriba únicamente conseguía una onda estacionaria débil entre las paredes, aunque estuviera situado correctamente. Descubrí también que si lo ponía inclinado en una esquina sobre el suelo, el sonido que difundía podía considerarse orientado, más o menos correctamente, para generar todas las ondas estacionarias posibles.

Para calcular de una manera más objetiva las frecuencias de resonancia instalé un osciloscopio y un segundo altavoz; éste algo más pequeño que el altavoz emisor. (Un altavoz chico no habría conseguido captar las frecuencias más bajas.) El altavoz interceptaba parte de las ondas sonoras del recinto y creaba la representación gráfica correspondiente en la pantalla del osciloscopio. La componente vertical de esa figura representaría así la amplitud de la onda sonora; en el eje horizontal estaba el tiempo de barrido del osciloscopio.

Conecté los bornes de entrada del circuito disparador del osciloscopio al oscilador de audio, de modo que el barrido de un lado a otro de la pantalla estuviera sincronizado con la salida de éste. Al establecer la frecuencia del oscilador en coincidencia con un armónico del compartimento de la ducha, la figura dada por el osciloscopio aumentaba de amplitud. Medí la gama de frecuencias generadoras de resonancia determinando las dos frecuencias (una superior a la óptima y la otra inferior a ésta) para las que la amplitud de la figura se reducía a la mitad de la máxima.

Para trazar la gráfica de las ondas estacionarias del compartimento desplacé el altavoz receptor entre las paredes tanto horizontal como verticalmente. Para localizar un armónico entre suelo y techo, apuntaba el altavoz hacia arriba y lo movía verticalmente. Para localizar ondas estacionarias entre dos paredes, lo apuntaba hacia una de ellas y lo movía adelante y atrás horizontalmente. Así podía asegurarme de si una resonancia correspondía a una onda estacionaria entre las paredes o entre el suelo y el techo. Para reducir a un mínimo la distorsión que pudiera introducir mi cuerpo, afirmé con cinta adhesiva el altavoz a una vara de medir, que manejaba por el interior del compartimento; pero, aun así, mi cuerpo y los aparatos distorsionaban las ondas estacionarias lo bastante para que pudiera notarlo.

Salvo algunas de las frecuencias más bajas, a las que eran insensibles los altavoces, pude hallar e identificar la mayoría de los armónicos de mi cuadro de valores. La frecuencia a la que conseguía la mejor curva en el osciloscopio no siempre coincidía con el valor teórico, pero su registro solía abarcar los valores del cuadro. Me hubiera agradado observar el corrimiento de los armónicos con el aumento de la temperatura del aire. Mas, para ello, hubiera tenido que abrir el grifo del agua caliente, lo que hubiera supuesto un peligro de electrocución excesivo.

Las personas percibimos los armónicos en el recinto de una ducha de mane-

ra diferente a como lo estimé yo, más objetivamente, con el concurso de artefactos electrónicos. Efectivamente, el oído acusa las frecuencias puras como si estuvieran formadas por otras varias. Ello se debe a que el sistema auditivo no reacciona puntualmente a las ondas sonoras. Por eso se dice que el sistema auditivo es alineal, queriendo indicar que, al recibir y procesar una señal, la deforma.

La alinealidad del proceso auditivo posibilita que haya personas que perciban frecuencias "irreales". Si suponemos que al oído llegan dos frecuencias el oyente no percibirá esas dos frecuencias sólo, sino que tal vez aprecie también la diferencia entre ambas. Por ejemplo, si las dos señales son de 500 y 650 hertz, quizá se perciba una señal de 150 hertz. Sean ahora f_1 y f_2 las dos frecuencias realmente emitidas; el oyente puede asimismo percibir tonos de $2f_1-f_2$, $3f_1-2f_2$, etcétera. O sea, pueden apreciarse señales de baja frecuencia cuando, en realidad, al oído sólo llegan frecuencias superiores.

Cabe que tales frecuencias, llamadas tonos de combinación, enriquezcan nuestro canto mañanero. Supongamos alguien que cante con el armónico fundamental de sus cuerdas vocales a 289 hertz. Los múltiplos enteros de éste serán 578, 867, etcétera. Como siempre, nuestro cantor tampoco consigue adaptar su cavidad vocal a aquel armónico. Supongamos que, en su lugar, el tracto ofrezca un armónico fundamental de 330 hertz y, por ello, un tercer armónico de 990 hertz.

El sonido de 289 hertz lo amplificará el tracto vocal muy deficientemente, y el de 589 hertz aún peor, con lo que el canto sonará débil. El sonido de 578 hertz, sin embargo, excita el séptimo armónico entre suelo y techo. Entonces, puede que así haya algún tono de combinación que refuerce el sonido de 289 hertz. Efectivamente, la diferencia entre la frecuencia de la señal de 289 hertz (débilmente amplificada en la cavidad vocal) y la de 578 hertz (amplificada por el recinto) es 289 hertz y, si el cantor es capaz de apreciar un tono de combinación, la señal de 289 hertz le sonará más intensa de lo que es en realidad.

Dejaré para el lector ulteriores investigaciones acerca de los tonos de combinación. Si alguien encuentra efectos de interés, será un placer para mí recibir sus noticias. Me agradaría, asimismo, recibir aviso de posibles fallos en mi línea de razonamiento acerca de las causas de que, casi siempre, todos cantemos tan bien en la ducha.

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

ESPERANZA DE VIDA Y CRECIMIENTO DEMOGRAFICO EN EL TERCER MUNDO

THE POLICY IMPLICATIONS OF FIELD EXPERIMENTS IN PRIMARY HEALTH AND NUTRITION CARE. Davidson R. Gwatkin, Janet R. Wilcox y Joe D. Wray en *Social Science & Medicine*, vol. 14C, n.º 2, págs. 121-128; 1980.

HOW MANY DIE? A SET OF DEMOGRAPHIC ESTIMATES OF THE ANNUAL NUMBER OF INFANT AND CHILD DEATHS IN THE WORLD. Davidson R. Gwatkin en *American Journal of Public Health*, vol. 70, n.º 12, págs. 1286-1289; diciembre, 1980.

INDICATIONS OF CHANGE IN DEVELOPING COUNTRY MORTALITY TRENDS: THE END OF AN ERA? Davidson R. Gwatkin en *Population and Development Review*, vol. 6, n.º 4, págs. 615-644; diciembre, 1980.

QUARKONIO

TEORÍAS GAUGE DE LAS FUERZAS ENTRE PARTÍCULAS ELEMENTALES. Gerard 't Hooft en *Investigación y Ciencia*, n.º 47, págs. 58-77; agosto, 1980.

RECENT EXPERIMENTAL ADVANCES IN POSITRONIUM RESEARCH. Arthur Rich en *Reviews of Modern Physics*, vol. 53, n.º 1, p. 127-165; enero, 1981.

OBSERVATION OF AN η'_c CANDIDATE STATE WITH MASS 3592 ± 5 MEV. C. Edwards et al. en *Physical Review Letters*, vol. 48, n.º 2, págs. 70-73; 11 de enero de 1982.

IMAGENES POR RMN EN MEDICINA

NUCLEAR MAGNETIC RESONANCE IMAGING IN MEDICINE. Dirigido por L. Kaufman, L. E. Crooks y A. R. Margulis. Igaku-Shoin, Ltd., Tokyo, 1981.

PROCEEDINGS OF AN INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON NMR IMAGING, BOWMAN GRAY SCHOOL OF MEDICINE WINSTON-SALEM, N. C., OCTOBER 1-3, 1981. Dirigido por N. Karstaedt, R. L. Witcofski y C. L. Partain. Bowman Gray School of Medicine Press, 1982.

PRINCIPLES OF NMR IMAGING. I. L. Pykett. J. H. Newhouse, F. S. Buonanno, T. J. Brady, M. R. Goldman, J. P. Kistler y G. M. Pohost en *Radiology*, vol. 143, págs. 157-168; abril, 1982.

BASES GENETICAS DE LA DIVERSIDAD DE ANTICUERPOS

EVIDENCE FOR SOMATIC REARRANGEMENT OF IMMUNOGLOBULIN GENES CODING FOR VARIABLE AND CONSTANT REGIONS. Nobumichi Hozumi y Susumu Tonegawa en *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, vol. 73, n.º 10, págs. 3628-3632; octubre, 1976.

SEQUENCES OF FIVE POTENTIAL RECOMBINATION SITES ENCODED CLOSE TO AN IMMUNOGLOBULIN K CONSTANT REGION GENE. Edward E. Max, J. G. Seidman y Philip Leder en *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America,* vol. 76, n.º 7, págs. 3450-3454; julio, 1979.

THE ORGANIZATION OF IMMUNOBLOGULIN GENES AND THE ORIGIN OF THEIR DIVERSITY. P. Leder, E. E. Max y J. G. Seidman en *Immunology 80*, dirigido por M. Fougereau y J. Dausset. Academic Press, Inc., 1980.

LA ASIMETRIA DE LAS PLATIJAS

ON THE BIOLOGICAL BASIS OF HUMAN LATERALITY, I: EVIDENCE FOR A MATURATIONAL LEFT-RIGHT GRADIENT, II: THE MECHANISMS OF INHERITANCE. M. C. Corballis y M. J. Morgan en *The Behavioral and Brain Sciences*, vol. 2, págs. 261-336; 1978.

FLATFISHES AND THE INHERITANCE OF ASYMMETRIES. David Policansky en *The Behavioral and Brain Sciences*, en prensa.

CHORROS COSMICOS

EL CURIOSO ESPECTRO DE SS 433. Bruce Margon en *Investigación y Ciencia*, número 51, págs. 22-36; diciembre, 1980.

RELATIVISTIC JET PRODUCTION AND PROPAGATION IN ACTIVE GALAXIES. M. J. Rees, M. C. Begelman y R. D. Blandford en *Annals of the New York Academy of Sciences*, en prensa.

EL CALENDARIO GREGORIANO

PAPI ASTRONOMI EPATTE: LUIGI GIGLIO, ASTRONOMO "PRIMES AUCTOR" DELLA RIFORMA GREGORIANA DEL CALENDRIO. Giulio Aromolo. Istituto della Stampa, Nápoles, 1963.

FURTHER ADJUSTMENT OF THE GREGORIAN CALENDAR YEAR. E. R. Hope en *The Journal of the Royal Astronomical Society of Canada*, 1.ª parte, vol. 58, n.º 1, págs. 3-9, febrero, 1964; 2.ª parte, vol. 58, n.º 2, págs. 79-87, abril, 1964.

DIE GREGORIANISCHE KALENDERREFORM IM URTEIL ZEITGENÖSSISCHER ASTRONOMEN. Peter Aufgebauer, en *Die Sterne*, vol. 45, n.ºs 4/5, págs. 118-121; 1969.

EL CUERPO CAROTIDEO

A DISCUSSION OF POSSIBLE TRANSMITTER OR GENERATOR SUBSTANCES IN CAROTID BODY CHEMORECEPTORS. C. Eyzaguirre y P. Zapata en *Arterial Chemoreceptors*, (págs. 231-251), dirigido por R. W. Torrance. Blackwell. Oxford, 1968.

THE PERIPHERAL ARTERIAL CHEMORECEPTORS. Dirigido por M. J. Purves. Cambridge University Press, London; 1975.

CHEMORECEPTION IN THE CAROTID BODY. Dirigido por H. Acker S. Fidone, D. Pallot, C. Eyzaguirre, D. W. Lübbers y R. W. Torrance. Springer Verlag, Berlín; 1977.

MODULATORY ROLE OF DOPAMINE ON ARTERIAL CHEMORECEPTORS. P. Zapata en *Non-S.riatal Dopaminergic Neurons*, dirigido por E. Costa y G. L. Gessa. Raven Press, Nueva York; 1977, págs. 291-298.

A STUDY OF SOME MECHANISMS OPERATING IN CAROTID BODY CHEMORECEPTORS. C. Eyzaguirre y S. J. Fidone en *Studies in Neurophysiology*, págs. 109-129, dirigido por R. Porter. Cambridge University Press, London; 1978.

TEMAS METAMAGICOS

COSMIC VIEW: THE UNIVERSE IN FORTY JUMPS. Kees Boeke. John Day Company, 1957.

THE LORE OF LARGE NUMBERS. Philip J. Davis. Random House, Inc., Nueva York; 1961.

TALLER Y LABORATORIO

THE PERCEPTION OF TWO PURE TONES. John S. Rigden en *Physics and the Sound of Music*. John Wiley & Sons, Inc., 1977.

Taller y laboratorio

Una pieza fundamental de la danza rítmica es la cinética

Jearl Walker

En el ballet se armoniza la belleza con la cinética, o parte de la física que se ocupa del estudio del movimiento. Alguien interesado en los dos ingredientes de esa mezcla es Kenneth Laws, profesor de física en el Dickinson College y alumno de danza del Central Pennsylvania Youth Ballet. Gran parte del estudio que sigue acerca de algunas actitudes y movimientos de danza se basa en información que él me ha facilitado.

Una parcela sustancial del primer aprendizaje de toda alumna (o, por supuesto, alumno) de ballet se orienta a entrenarla para que mantenga el equilibrio a la vez que ejecuta grácilmente los pasos y movimientos de danza. La bailarina estará en equilibrio siempre que mantenga su cuerpo descansando sobre una superficie de apoyo convenientemente situada bajo el mismo. Si esa superficie se corre hacia un lado, la atracción gravitatoria la derribará al suelo.

La gravedad, ya lo sabemos, atrae continuamente a todas y cada una de las porciones de su cuerpo, pero gracias al concepto de centro de masa la cuestión se simplifica bastante. El centro de masa es un punto definido matemáticamente, cuya posición depende de la manera en que está distribuida la masa del cuerpo, de tal modo que puede admitirse que sobre él actúa la resultante de la atracción que se ejerce sobre cada una de las infinitas porciones de que consta el cuerpo.

Cuando dicho punto no se encuentre por encima de la superficie del suelo en que se apoye la bailarina, la atracción gravitatoria creará sobre ella un momento de giro. Un momento de giro es el producto de una fuerza (el peso de la bailarina, en este caso) por una distancia llamada brazo de palanca. En la ilustración de esta página, que representa una figura humana inclinada, se indican ambas magnitudes. A causa de la inclinación aparece un momento de giro que tiende a rotar el cuerpo en torno a los pies y en dirección al suelo. Cuanto mayor sea la inclinación, tanto mayor será el brazo de palanca y, por tanto, el momento de giro. Pero si la bailarina se mantiene vertical, la longitud del brazo de palanca será nula y el peso no creará momento de giro alguno; así, esa postura será estable.

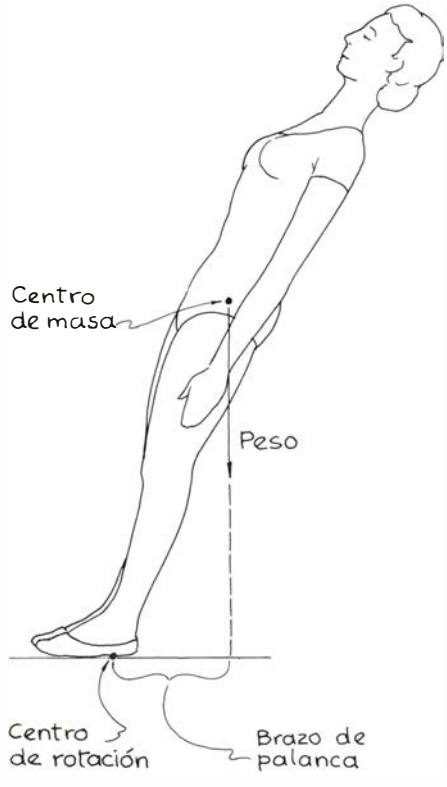
En la rutina que sigue toda principiante se trata de que desarrolle poco a poco el sentido del equilibrio. Por ejemplo, se la hace comenzar por una primera versión simplificada de la figura llamada *arabesque* para progresar, después, hacia el primer *arabesque penchée*. En la versión simplificada (*arabesque à terre*), la bailarina adelanta la pierna derecha y atrasa la izquierda, con la que toca el suelo de puntas; por consiguiente, su peso descansa sobre la pierna derecha. El brazo derecho está extendido hacia adelante, el izquierdo ligeramente hacia atrás.

Al mover la pierna izquierda hacia atrás, el centro de masa se corre en la misma dirección y, sin un movimiento compensador, la bailarina se caería hacia atrás. Entonces, para devolver el centro de masa a su posición sobre la superficie de apoyo, debe inclinarse hacia adelante y extender el brazo derecho. Este movimiento tiene un doble fin: es grácil y le permite mantener el equilibrio.

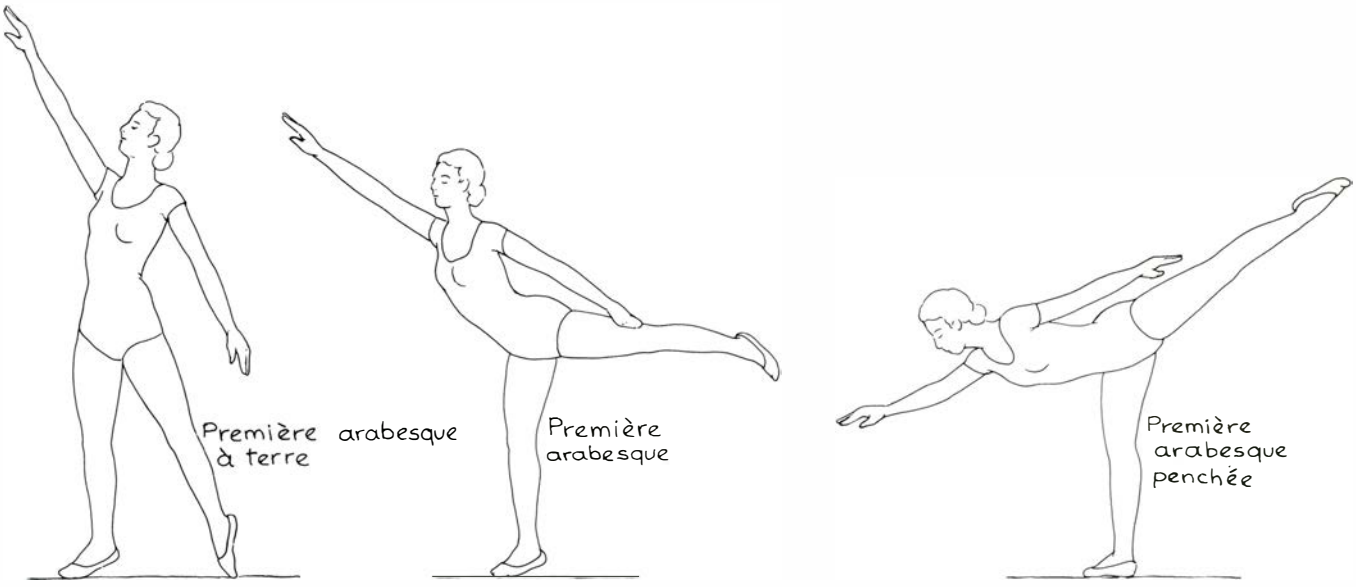
En el primer *arabesque allongée* la bailarina prosigue el movimiento hasta poner casi horizontales el torso y brazo derecho y la pierna retrasada se dobla hacia arriba. En el primer *arabesque penchée* dobla hacia abajo el torso y brazo derecho y hacia arriba la pierna retrasada unos 45 grados o más. En ambas versiones de la postura la masa desplazada hacia atrás debe ser igual a la desplazada hacia adelante, merced a la inclinación del torso y la extensión del brazo, pues sólo así permanecerá el centro de masa por encima de la superficie de apoyo y la bailarina estará en posición estable.

Parte de la fascinación que provoca el ballet proviene de la ilusión de que, a veces, las leyes físicas parecen interrumpirse momentáneamente. Un ejemplo de ello nos lo proporciona el *grand jeté*, que es un salto hacia adelante. Según Laws, un *grand jeté* ejecutado correctamente insinúa que la atracción gravitatoria sobre la bailarina se debilita algo cuando se acerca a la cumbre del salto.

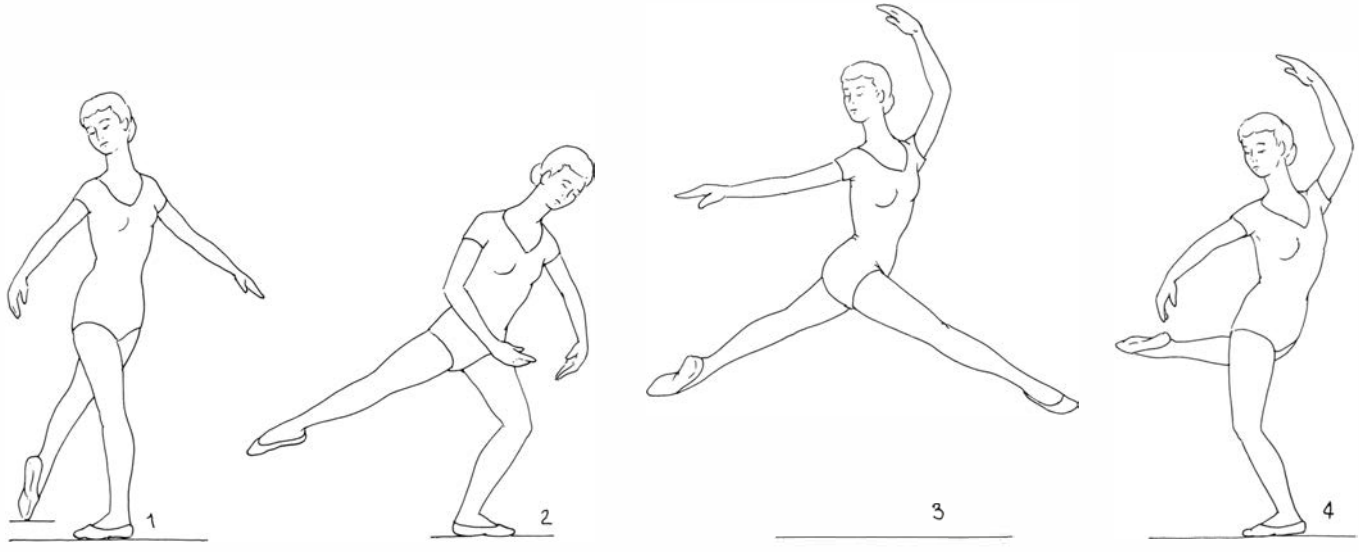
A esta ilusión contribuyen dos factores. Primeramente, ocurre desde luego que hay una cierta deceleración en la proximidad del punto más alto, incluso en un salto ordinario, a causa de las leyes que rigen el movimiento. Y, aunque la velocidad horizontal de la danzarina no varía durante el salto, su velocidad vertical es nula en la cumbre, de modo que inmediatamente antes y después de ésta su movimiento vertical es lento. Resultado de ello es que, alrededor de la mitad del tiempo que dura el salto completo, se encontrará a menos de un cuarto de la altura máxima.



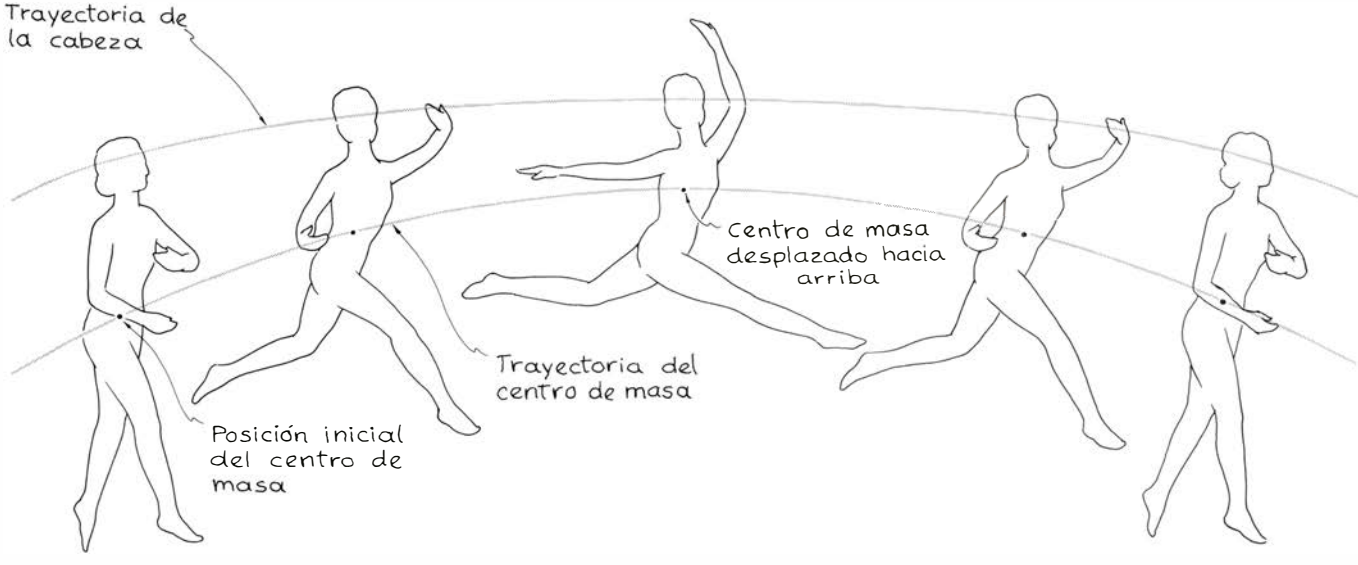
Acción de la gravedad



Tres formas de arabesque



Grand jeté



Corrimiento del centro de masa de la bailarina durante un grand jeté

Jeté en tournant

En un *grand jeté* hay otro elemento que contribuye a reforzar la ilusión de que la bailarina se queda suspendida en el aire en los alrededores de la cumbre. Gracias a cierto movimiento de sus brazos y piernas, mientras vuela, su trayectoria parece aplanarse en la cumbre. La ilusión depende de un desplazamiento de su centro de masa a la vez que mueve brazos y piernas. Tras lanzarse con los brazos hacia abajo, eleva y extiende brazos y piernas al acercarse a la culminación del salto. Así, el centro de masa se desplazará hacia arriba respecto a su cuerpo y, como dicho punto sigue una trayectoria fija, ese cambio de postura supondrá que su cabeza y torso no se elevarán sobre el suelo tanto cuanto se esperaba. Durante el descenso la bailarina baja brazos y piernas, devolviendo el centro de masa a su posición habitual.

En el *jeté en tournant*, que es un salto con giro, la danzarina se proyecta en el aire sin rotación visible alguna en torno a su eje vertical; no obstante, al aproximarse a la cumbre comienza a rotar. ¿Imposible? Según una ley física indiscutible, el momento cinético de un objeto permanece constante, a menos que sobre el mismo actúe un momento de giro. Entonces, si la danzarina no giraba al abandonar el suelo, es imposible que comience a hacerlo en pleno aire.

La explicación del hecho es que ella sí estaba animada de una pequeña rotación al comienzo del salto, a consecuencia del momento de giro que recibió del suelo en el momento de lanzarse al aire. Ese giro es tan leve que no lo aprecia un observador normal. Pero, cuando se eleva, recoge los brazos y a la vez junta las piernas, con lo que disminuye su momento de inercia. Entonces, dado que su momento cinético no varía tras haberse lanzado al aire, la disminución de su momento de inercia hace que gire más rápidamente. Lo mismo acontece cuando una patinadora artística que gira sobre sí misma recoge los brazos, y, así, gira más veloz.

El *jeté en tournant* se inicia con los pies en la llamada quinta posición: pies paralelos y apuntados lateralmente en sentidos contrarios, el izquierdo delante, y cada talón junto a la puntera del otro pie. La bailarina desliza el pie izquierdo hacia la izquierda e, inmediatamente, entra en un *arabesque*. Luego dobla la rodilla izquierda en la postura llamada posición *demi-plié*.

Entonces, doblando enseguida la pierna derecha hacia abajo y adelante, se impulsa simultáneamente con la pierna izquierda. En su vuelo, no sólo se eleva sobre el suelo, sino que además viaja horizontalmente. Al comienzo del salto, tiene extendidos los brazos y una pierna, previendo aumentar su rapidez de giro con los movimientos ulteriores.

La bailarina aterriza sobre la pierna derecha y en *demi-plié*. Y debe hacerlo de cara al público, orientación que ha de conseguir tras reiterados ensayos en controlar el salto y su momento de inercia.

Otro salto, de la misma belleza pero más difícil, es el *grand jeté en tournant entrelacé* (llamado también *grand jeté en tournant,* o simplemente *tour jeté*). Se inicia con la pierna derecha en *demi-plié* y la izquierda alzada lateralmente a unos 45 grados con el suelo. A partir de esa postura, la bailarina retrocede sobre su pierna izquierda y eleva la derecha, adelantándola en círculo hasta apuntarla hacia la izquierda, a la vez que gira su cuerpo en el mismo sentido. Luego, da un salto sobre la pierna izquierda y, una vez en el aire, rota en torno a un eje inclinado respecto a la vertical. Esto lo hace manteniendo los brazos en alto y próximos al eje de rotación, izando además la pierna izquierda hacia la derecha de modo que ambas den vueltas alrededor del eje. El aterrizaje lo efectúa sobre la pierna derecha para entrar en *première arabesque*.

La rotación de la bailarina en pleno aire es rápida gracias a que su momento de inercia es pequeño, puesto que, tan pronto salta, coloca brazos y piernas paralelamente al eje de rotación. Pero una vez que ha dado la vuelta provoca la detención del giro extendiendo los brazos y la pierna derecha para preparar la toma de tierra.

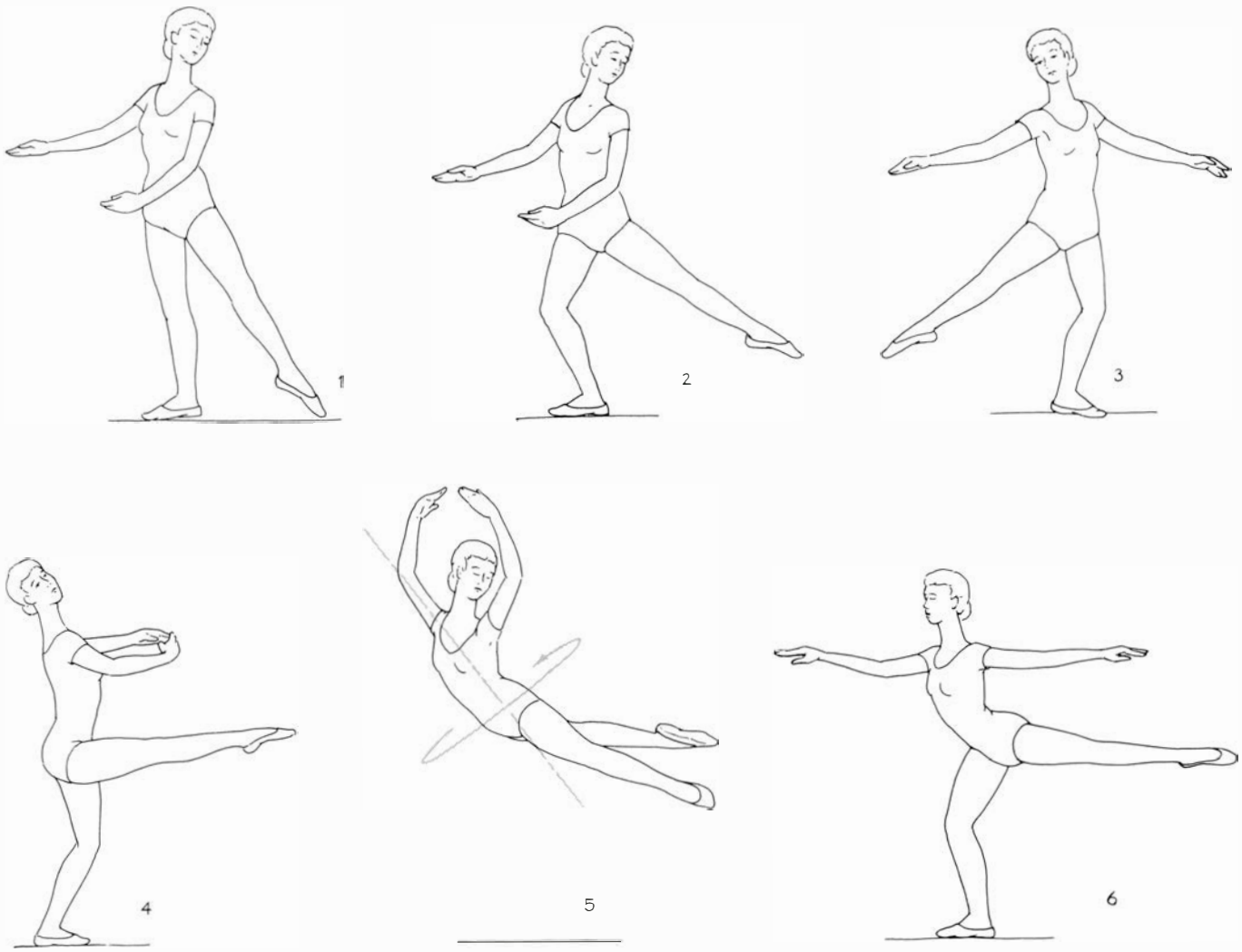
En la danza académica existen numerosas técnicas para dar vueltas rápidamente. Una de ellas se materializa en el *soutenu en tournant*. Comenzando con los pies en quinta posición, el izquierdo delante, la bailarina entra en una *demi-plié* con su peso sobre la pierna izquierda y la derecha extendida lateralmente. Seguidamente, regresa a la quinta posición, colocando el pie derecho delante del izquierdo, y se alza de puntillas, con los pies entrelazados para generar el momento de giro capaz de iniciar su giro hacia la izquierda.

Una cabriola más ambiciosa es la *pirouette*, cuyo impulso procede asimismo de un momento de giro aplicado a los pies. Empecemos por la *pirouette* de un cuarto de vuelta. Partiendo de la quinta posición (pie derecho delante) se desplaza lateralmente el pie derecho, mientras se alargan los brazos hacia adelante y luego se extienden hacia los lados. A continuación, la mano derecha se traslada hacia delante y el pie

izquierdo hacia atrás. En ese momento la bailarina presiona contra el suelo con el pie derecho para impulsarse hacia la derecha. Simultáneamente se levanta sobre el pie izquierdo, que actúa de pivote.

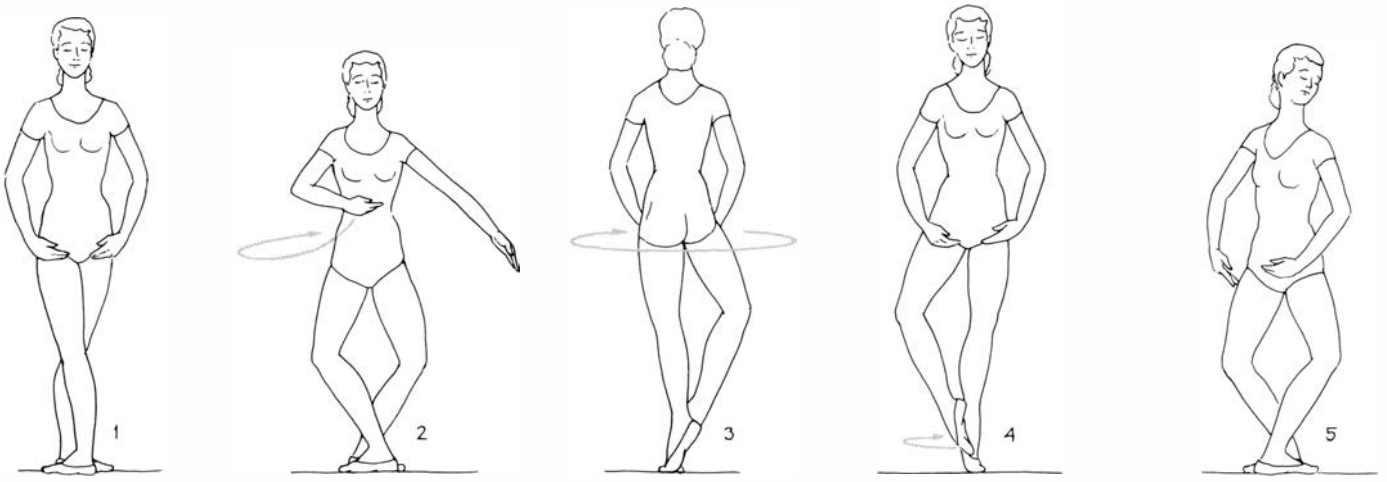
La rotación provocada por el momento de giro del pie derecho se ve asistida por el hecho de que la bailarina recoge el brazo izquierdo. Este movimiento no sólo aumenta la gracilidad de la evolución, sino que, además, decrece el momento de inercia, permitiéndole ejecutar rápidamente el cuarto de vuelta. Tras caer, retornando a la quinta posición, la bailarina puede iniciar inmediatamente otro cuarto de vuelta.

La *pirouette complete* se distingue principalmente por el movimiento de la cabeza y la intensidad de la aceleración



Grand jeté en tournant entrelacé

Soutenu en tournant



Fases de una pirouette en dehors

angular. Para una vuelta completa se necesita un momento de giro mayor. Al comienzo de la rotación la bailarina se mantiene mirando hacia adelante. Pero cuando su cuerpo ha girado unos 90 grados, enérgica y repentinamente hace bailar la cabeza en el sentido de giro, para volver a colocarla hacia el frente cuando su cuerpo ha girado unos 270 grados. Inmediatamente después tendrá también el cuerpo orientado hacia adelante.

La *grand pirouette* demanda que la bailarina rote manteniendo horizontales y hacia un lado una pierna y los dos brazos. Estudiar matemáticamente este movimiento resulta difícil, a menos que simplifiquemos la forma del cuerpo humano. Esto lo ha hecho Laws con el modelo que aparece en la ilustración inferior de esta página. El "cuerpo" se compone de una parte superior de masa M y longitud L y otra, de dos piezas, para las piernas. Cada "espinilla" y "pie" poseen una masa combinada de $m/3$ y una longitud de $L'/2$; la longitud del "muslo" es la misma, pero su masa es de $2m/3$. Para un bailarín masculino el cociente $M:m$ es del orden de 3,8 y L' es aproximadamente igual a L.

La parte superior del cuerpo se mantiene vertical durante todo el movimiento. En nuestro modelo para la *pirouette*, una pierna permanece horizontalmente hacia el lado. La pierna de apoyo queda rígida y forma un ángulo theta (θ) con el eje vertical que pasa por el pie correspondiente.

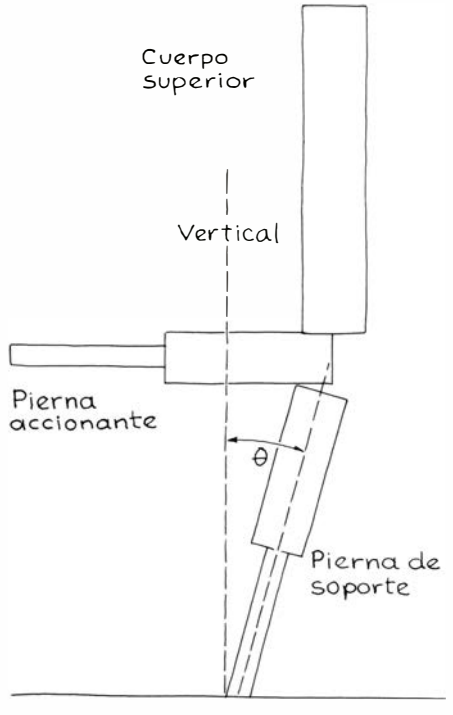
Laws centró su atención en el valor del ángulo necesario para que la rotación en torno al eje vertical fuera estable. Empezó calculándolo para un bailarín inmóvil. Como ya les he dicho, la condición de estabilidad es que el centro de masa de la bailarina se encuentre en la misma vertical que el punto de apoyo. Entonces, dado que tiene una pierna tendida horizontalmente hacia el lado, deberá inclinar la otra pierna al objeto de desplazar masa y reacomodar así el centro de masa. Se consigue estabilidad cuando el ángulo entre la pierna de apoyo y la vertical es aproximadamente de 4,4 grados.

¿Qué pasa cuando la bailarina gira en torno a sí misma? Hubiera dicho que ese valor es el mismo, pero los cálculos de Laws revelan que el ángulo es de unos 3,5 grados en ese caso. Es que la rotación impone limitaciones adicionales a la estabilidad. Así, la parte superior del cuerpo ha de acercarse al eje vertical y la pierna extendida debe estirarse más y, por ello, el centro de masa de la bailarina estará ligeramente separado del eje vertical; pero, pese a ello, se mantendrá estable.

De la vuelta *fouetté* forma parte una rotación más complicada. (En el acto III de *El lago de los cisnes*, el Cisne Negro ejecuta 32 vueltas consecutivas.) En líneas generales, el movimiento es una *pirouette* completa en la que permanece oculto el origen del momento de giro que actúa sobre la bailarina, quien prolonga sus vueltas cual si fuera una peonza movida por arte de magia.

Iniciada la *pirouette*, la pierna derecha no pisa el suelo hasta que cesa el giro. Durante casi todo el tiempo el pie derecho se mantiene junto a la rodilla de la pierna izquierda, que es la de apoyo y sobre la cual está de puntas la bailarina. En el preciso instante en que su cuerpo empieza a orientarse otra vez hacia el frente, proyecta hacia adelante la pierna derecha y se abre de brazos hacia el público. Entonces, lleva al suelo el talón del pie izquierdo y dobla la pierna izquierda. Seguidamente, traslada en círculo a la izquierda la pierna derecha, que seguía apuntada hacia fuera, prosiguiendo la rotación, mientras el resto del cuerpo permanece enfrentado al público. Cuando la pierna derecha ha rotado así unos 90 grados, el pie derecho vuelve a elevarse hacia la rodilla izquierda y la bailarina torna a ponerse *en pointe* (sobre la punta del pie izquierdo). Y así repite la acción completa.

El quid está en el modo en que la bailarina genera un momento de giro suficiente para prolongar la rotación. A cada vuelta el rozamiento entre el pie sustentador y el suelo le resta momento cinético y velocidad. Pero hay un secreto en el movimiento de su pierna derecha. Cuando ésta se adelanta y se hace girar hacia la derecha, recoge todo el



Simplificación de la grand pirouette

momento cinético que aún le queda a la bailarina. Esta cesa de rotar, pero no su pierna derecha, y dispone de un instante para apoyar en el suelo el pie izquierdo, con el que puede impulsarse, proveyéndose de momento de giro para dar otra vuelta. Para favorecer el efecto, eleva el pie derecho hasta la rodilla izquierda reduciendo su momento de inercia durante la rotación.

El *fouetté* es temido por los danzarines. Laws señala que un fallo de principiante muy corriente consiste en lanzar la pierna derecha directamente hacia el flanco, en vez de colocarla de modo que absorba correctamente el momento cinético. También puede ocurrir que el aprendiz extienda la pierna hacia el público sólo parcialmente, cuando debe extenderla totalmente para absorber todo el momento cinético.

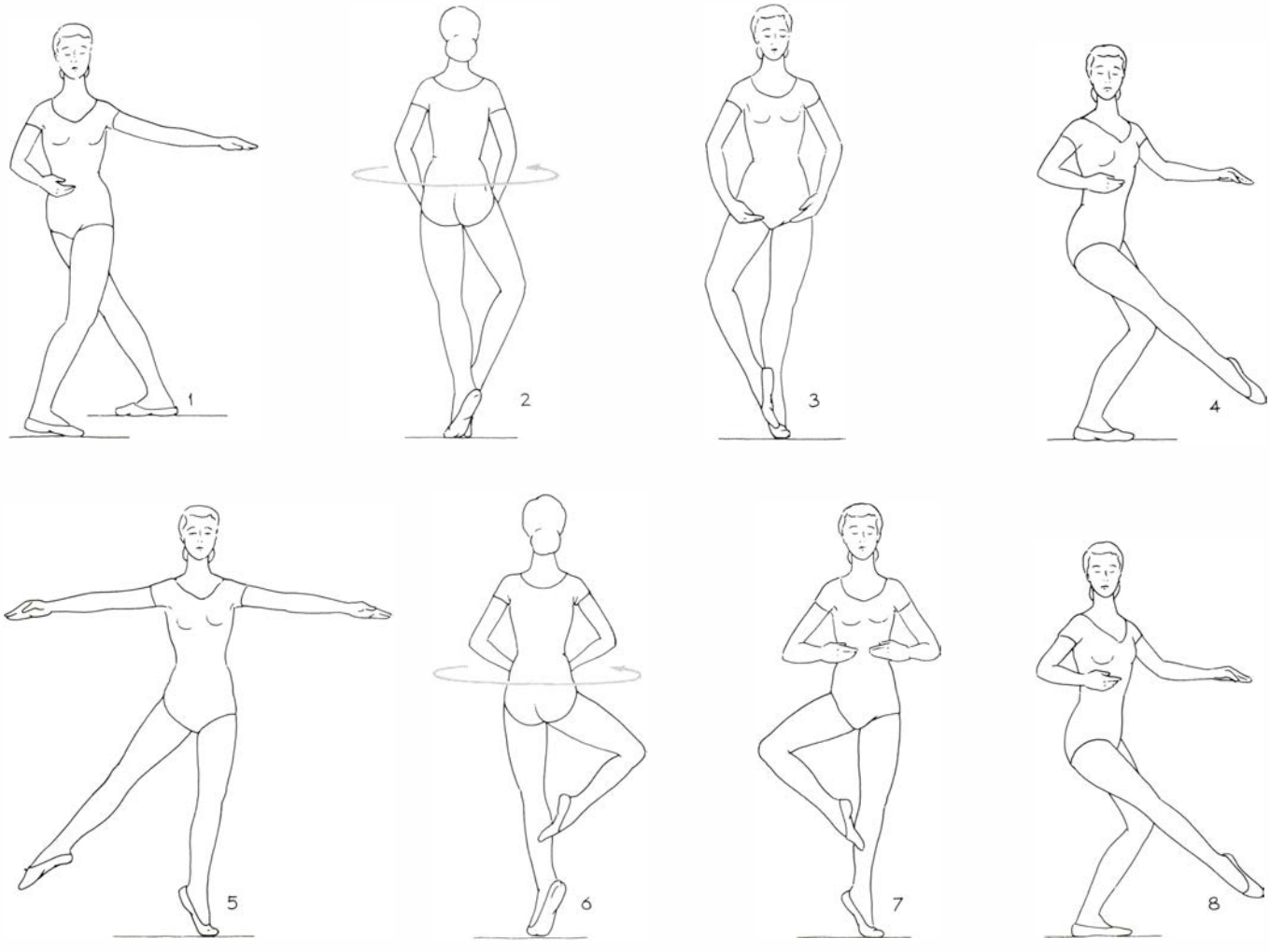
El momento de inercia de la pierna tendida es del orden de 1,7 veces el del cuerpo. Por ello, cuando absorbe el momento cinético del cuerpo, ya no gira tan velozmente como éste. Así, si una *pirouette* normal se ejecuta a razón de dos vueltas por segundo, la pierna extendida gira sólo a 1,2. Entonces, si la pierna absorbe la totalidad del momento cinético de la bailarina, ésta dispondrá de 0,3 segundos aproximadamente para impulsarse a la vuelta siguiente.

En el *grand pas de chat* debe aplicarse la dinámica de la rotación para que la bailarina pueda brincar mientras conserva la orientación del cuerpo. A partir de la quinta posición de pies efectúa un *demi-plié* sobre el pie derecho, llevando la pierna izquierda detrás de la derecha formando un ángulo de unos 45 grados con la vertical. El salto lo da desde la pierna en que se apoya y, una vez en el aire, coloca la pierna derecha paralelamente a la izquierda.

Para poner las piernas paralelas necesita que la pierna izquierda rote en torno a su centro de masa. Pero su momento cinético en pleno aire es virtualmente nulo. Entonces, ¿cómo se las arregla para conseguir esa rotación mientras mantiene constante su momento cinético y la orientación del cuerpo? Respuesta: girando los brazos en sentido contrario al de movimiento de la pierna izquierda. Los brazos los desplaza justo lo suficiente para que sea nulo el momento cinético combinado de los brazos y la pierna derecha, de modo que, merced a esas dos rotaciones antagónicas, puede hacer que parte de su cuerpo gire en el aire.

Laws ha analizado las sutilezas del equilibrio que se logra en la *promenade en attitude derrière*. Aquí el componente femenino de la pareja se encuentra en la posición *derrière en pointe*, de puntas sobre un pie y la otra pierna suspendida en el aire. Su compañero masculino, hacia el que está mirando, le sostiene una mano, mientras que la otra la tiene airosamente arqueada hacia arriba. A causa del equilibrio que exige se trata de una actitud de danza muy difícil y, si la bailarina llega a ella desde otro movimiento, es probable que pierda el equilibrio.

La bailarina podría corregir su equilibrio estirando el cuerpo al objeto de devolver el centro de masa a su posi-



Fouetté en tournant con dos vueltas distintas

Pas de chat

ción por encima del pie en el que se apoya, pero ello estropearía la gracilidad del movimiento. Podría también tirar de, o apoyarse en, la mano de su pareja, pero es probable que ello generase un momento de giro capaz de hacerla girar en torno al pie de soporte, alejándola de su pareja, cuando debe estar de cara a él.

Un procedimiento mejor consiste en lograr que las fuerzas que se desarrollan entre las manos en contacto se apliquen convenientemente. Según Laws, las manos de ambos bailarines deben estar horizontales y los codos alzados. Entonces, ella podrá aplicar las fuerzas sobre la mano de su pareja de manera que no se genere momento de giro. En la ilustración inferior de esta página se indican las fuerzas que actúan sobre su mano. De la mano del bailarín salen dos fuerzas de sentidos contrarios, separadas ambas una distancia *d* del centro de la misma. Este se halla a una distancia *D* del eje vertical que pasa por el pie en el que se apoya.

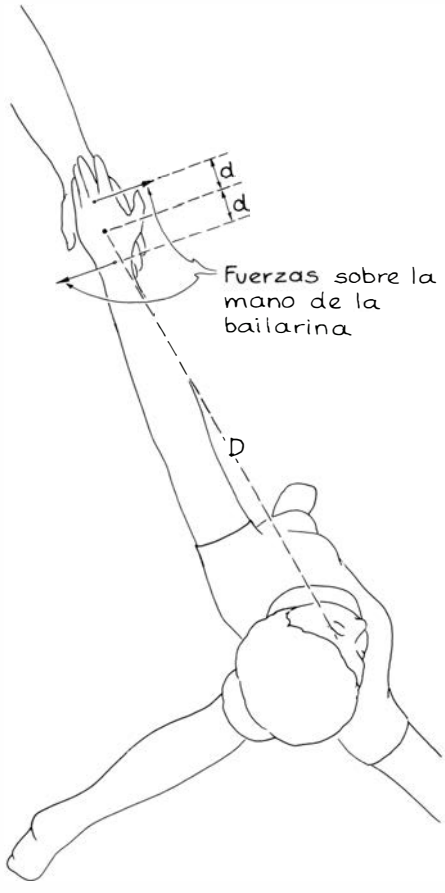
Las fuerzas que actúan sobre las manos generan momentos de giro sobre la bailarina, pero propenden a hacerla girar en sentidos contrarios. Entonces, controlando convenientemente dichas fuerzas, podrá hacer que se contrarresten. La fuerza más cercana debe hacerla ligeramente mayor que la más alejada. Efectivamente, como el momento de giro es el producto del brazo de palanca por la fuerza, así se anularán entre ellos ambos momentos de giro y, por ello, las fuerzas en cuestión no la harán rotar en torno a la pierna sobre la que está de puntillas. Pero, torciendo la mano del modo necesario, podrá acercarse o alejarse de la mano de su pareja, corrigiendo así la posición de su centro de masa sin que el público caiga en la cuenta de lo que está haciendo.

En algunos saltos masculinos, el bailarín debe entrechocar las pantorrillas mientras vuela. Uno de ellos es el *entrechat quatre*, que se inicia con los pies en quinta posición. El bailarín desciende luego a un *demi-plié* para propulsarse enseguida hacia arriba. En el aire, abre las piernas y vuelve a cerrarlas a la vez que aterriza en quinta posición *demi-plié*. Todo bailarín experto y dotado de un salto vigoroso debe ser capaz de realizar dos trenzados, o más.

Laws ha investigado la dificultad que presenta este movimiento para los bailarines de gran estatura. En general un bailarín corpulento no podrá entrechocar las piernas con el mismo ritmo y la amplitud que otro más bajo ya que, aunque el primero sea más vigoroso, sus piernas tienen una masa mayor y, por tanto, le costará más rotarlas. Además, debe elevar una masa mayor y encontrará más dificultad para saltar hasta la misma fracción de su estatura.

Sólo me he ocupado de los movimientos de la danza académica. El lector podría hacer bastantes cosas más. Para estudiar un movimiento de ballet podría resultarle útil impresionar una serie de fotografías con luz estroboscópica. Aún mejor sería una película que pudiera proyectarse a cámara lenta, o detenerse periódicamente. Ninguno de tales procedimientos le resultará sencillo, porque la forma y los movimientos del cuerpo humano son complicados. La forma del cuerpo puede simplificarse del modo en que Laws lo ha hecho en alguno de sus estudios.

El análisis del ballet se complica además porque exige gracilidad y estilo. Así, cuando se desean determinar los fundamentos subyacentes a ciertos movimientos, deben discriminarse los componentes del movimiento que se ejecutan sólo para mejorar el estilo. Laws y yo mismo estudiaremos con gran interés los hallazgos de los lectores.



Fuerzas equilibradoras en derrière en pointe

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

AGREGADOS CRISTALINOS DE MORFOLOGIA INDUCIDA

CRECIMIENTO DE CRISTALES EN GELES. II. NUEVA VARIANTE. J. M. García-Ruiz y J. L. Amorós en *Bol. R. Soc. Española Hist. Nat.* n.º 77, págs. 101-119; 1979.

TEORÍA DEL CRECIMIENTO DE CRISTALES EN GELES. PRECIPITACIÓN POLIMÓRFICA Y AGREGADOS CRISTALINOS DE MORFOLOGÍA INDUCIDA. J. M. García-Ruiz. Tesis doctoral. Universidad Complutense de Madrid; 1981.

CRYSTAL AGGREGATES WITH INDUCED MORPHOLOGIES GROWN BY SILICA GEL TECHNIQUE. J. M. García-Ruiz y J. L. Amorós en *Bol. Soc. Franc. Cristall. et Miner*; 1981.

MORPHOLOGICAL ASPECTS OF SOME SYMMETRICAL CRYSTAL AGGREGATES GROWN BY SILICA GEL TECHNIQUE. J. M. García-Ruiz y J. L. Amorós en *Journal of Crystal Growth*, vol. 55, n.º 2, págs. 379-383. North-Holland Publishing Company; noviembre, 1981.

RADIOASTRONOMIA POR INTERFEROMETRIA DE MUY LARGA BASE

INTERCONTINENTAL RADIO ASTRONOMY. K. I. Kellermann en *Scientific American*, vol. 226, n.º 2, págs. 72-83; febrero, 1972.

INTRODUCTION TO VERY-LONG-BASELINE INTERFEROMETRY. Marshall H. Cohen en *Proceedings of the IEEE*, vol. 61, n.º 3, págs. 1192-1197; septiembre, 1973.

QUASARS AND ACTIVE NUCLEI OF GALAXIES: PROCEEDING OF THE COPENHAGEN SYMPOSIUM ON "ACTIVE NUCLEI", JUNE 27-JULY 2, 1977. Dirigido por O. Ulfbeck en *Physica Scripta*, vol. 17, n.º 3, págs. 135-385; marzo, 1978.

CALMODULINA

CALCIUM AND CELL FUNCTION, VOL. 1: CALMODULIN. Dirigido por Wai Yiu Cheung. Academic Press, 1980.

CALMODULIN. C. B. Klee, T. H. Crouch y P. G. Richman en *Annual Review of Biochemistry*, vol. 49, págs. 489-515; 1980.

CALMODULIN AND CELL FUNCTION. Dirigido por D. Martin Watterson y Frank F. Vincenzi en *Annals of the New York Academic of Sciences*, vol. 356, págs. 1-443; 1980.

CALMODULIN PLAYS A PIVOTAL ROLE IN CELLULAR REGULATION. Wai Yiu Cheung en *Science*, vol. 207, n.º 4426, págs. 19-27; 4 de enero de 1980.

DISCOVERY AND RECOGNITION OF CALMODULIN: A PERSONAL ACCOUNT. Wai Yiu Cheung en *Journal of Cyclic Nucleotide Research*, vol. 7, n.º 2, págs. 71-84; 1981.

LA MECANICA CUANTICA DE LOS MATERIALES

THE PSEUDOPOTENTIAL CONCEPT. Volker Heine en *Solid State Physics*, vol. 24, págs. 1-36; 1970.

THE CHEMICAL BOND AND SOLID STATE PHYSICS. James C. Phillips en *Physics Today*, vol. 23, n.º 2, págs. 23-30; febrero, 1970.

BONDS AND BANDS IN SEMICONDUCTORS. James C. Phillips. Academic Press, 1973.

INTRODUCTION TO SOLID STATE PHYSICS. Charles Kittel. John Wiley & Sons, Inc., 1976.

THE PSEUDOPOTENTIAL PANACEA. Marvin L. Cohen en *Physics Today*, vol. 32, n.º 7, págs. 40-47; julio, 1979.

ARQUEOLOGIA DE LA CUEVA DE LASCAUX

LASCAUX: PAINTINGS AND ENGRAVINGS. Annette Laming. Penguin Books, 1959.

DÉBRIS DE CORDE PALÉOLITHIQUE À LA GROTTE DE LASCAUX (DORDOGNE). A. Glory en *Mémoires de la Société préhistorique française*, vol. 5, págs. 135-169; 1959.

LASCAUX INCONNU: XIIe SUPPLÉMENT À "GALLIA PRÉHISTOIRE". Arl. Leroi-Gourhan, J. Allain, L. Balout, C. Bassier, R. Bouchez, J. Bouchud, C. Couraud, B. and D. Delluc, J. Evin M. Girard, A. Laming-Emperaire, A. Leroi-Gourhan, M. Sarradet, F. Schweingruber, Y. Taborin, D. Vialou y J. Vouvé. Éditions du Centre National de la Recherche Scientifique, 1979.

ESTRUCTURA Y FUNCION DE LOS CARDUMENES DE PECES

SCHOOLING IN FISHES: CRITIQUE AND REVIEW. Evelyn Shaw en *Development and Evolution of Behavior: Essays in Memory of T. C. Schneirla*, dirigido por Lester R. Aronson, Ethel Tobach, Daniel S. Lehrman y Jay Rosenblatt. W. H. Freeman and Company, 1970.

THE SENSORY BASIS OF FISH SCHOOLS. B. L. Partridge y T. J. Pitcher en *Journal of Comparative Physiology*, vol. 135, págs. 315-325; 1980.

MECANISMOS CEREBRALES DE LA ATENCION VISUAL

BEHAVIORAL ENHANCEMENT OF VISUAL RESPONSES IN MONKEY CEREBRAL CORTEX, I: MODULATION IN POSTERIOR PARIETAL CORTEX RELATED TO SELECTIVE VISUAL ATTENTION. M. Catherine Bushnell, Michael E. Goldberg y David Lee Robinson en *Journal of Neurophysiology*, vol. 46, número 4, págs. 755-772; octubre, 1981.

LA SOCIEDAD LUNAR DE BIRMINGHAM

THE LIFE OF MARY ANNE SCHIMMELPENNINCK. Dirigido por Christiana C. Hankin. Longman, Green y Robert, London, 1860.

LIVES OF BOULTON AND WATT. Samuel Smiles. J. B. Lippincott and Company, 1865.

THE LUNAR SOCIETY OF BIRMINGHAM. Robert E. Schofield. Oxford University Press, 1963.

TEMAS METAMAGICOS

SELF-REFERRING LAWS. H. L. A. Hart en *Festskrift Tillägnad Karl Olivecrona*. Kungliga Boktryckeriet, P. A. Norsted & Soner, Stockholm, 1964.

ON SELF-REFERENCE AND A PUZZLE IN CONSTITUTIONAL LAW. Alf Ross en *Mind*, vol. 78, n.º 309, págs. 1-24; enero, 1969.

TALLER Y LABORATORIO

PHYSICS AND BALLET: A NEW PAS DE DEUX. Kenneth Laws en *New Directions in Dance*, dirigido por Diana Theodores Taplin. Pergamon Press, Oxford, 1979.

PRECARIOUS AURORA—AN EXAMPLE OF PHYSICS IN PARTNERING. Kenneth Laws en *Kinesiology for Dance*, n.º 12; agosto, 1980.

Taller y laboratorio

De un caramelo que se ilumina en la boca y de los curiosos rebotes de la luz en una lente

Jearl Walker

Si el lector se coloca frente a un espejo dentro de una habitación a oscuras durante el tiempo suficiente para que su vista se adapte a la oscuridad y, seguidamente, comienza a mascar un trozo de caramelo duro, llegará a observar en la imagen reflejada de su boca una luz tenue parecida al fulgor de la esfera de un reloj luminiscente. Ese fulgor es una muestra de la triboluminiscencia (del griego *tribein*, frotar), fenómeno que puede ponerse de manifiesto con la mayoría de los caramelos duros elaborados con azúcar granular. De él es responsable el azúcar; o, más exactamente, las moléculas de nitrógeno gaseoso que lo rodean.

La primera vez que reparé en el fenómeno fue ante un espejo en una habitación a oscuras, mientras mascaba un caramelo de gaulteria. Al triturarlo con los dientes pude observar en la imagen que, en el interior de mi boca, resplandecía como una luz azulina. El hecho se conoce, por lo menos, desde el siglo XVII, cuando la Accadèmia del Cimento de Florencia publicó una descripción del mismo que, en lenguaje actual, dice: "De los Cuerpos generadores de Luz... Además de los Pedernales existen otros Albergadores de Luz; pues, al entrechocarlos o partirlos en la Oscuridad, relucen. Tales son el Azúcar Blanco, el Azúcar de Pilón y la Sal Gema; todos los cuales, cuando se machacan en un Mortero, despiden una Luz tan intensa que, con ella, pueden distinguirse perfectamente los costados del Mortero y la forma de la Mano de Almirez." Casi al mismo tiempo Robert Boyle advertía que "el azúcar duro, al ser raspado vivamente con un cuchillo, despide una luz chispeante". Desde entonces, son numerosos los investigadores que han indagado en el fenómeno, pero la naturaleza de la triboluminiscencia no ha sido conocida hasta nuestro siglo. Y, aún hoy, se reserva puntos oscuros.

Hasta hace muy poco el estudio de la triboluminiscencia se centraba en averiguar qué sustancias lo presentan, examinar los espectros luminosos y analizar de qué modo correlacionar el fulgor con las propiedades físicas de las sustancias. Gran parte de las investigaciones modernas se deben a Jeffrey I. Zink y sus colaboradores, de la Universidad de California en Los Angeles. Estos, y otros, han averiguado cuál es el origen de la luz en el azúcar y varias sustancias más. Sin embargo, el esclarecimiento de la relación entre la luminiscencia y la compresión ejercida sobre la sustancia sigue siendo un tema escurridizo.

Triboluminiscencia la exhiben un buen número de sustancias, pero no de la misma forma que el azúcar común (sucrosa) en todos los casos. Zink y otros han encontrado que azúcares como la D-glucosa, lactosa, maltosa y L-ramnosa la poseen, mientras que otros, como la fructosa, celobiosa, fucosa, galactosa y manosa, no.

A principios de siglo se demostró que el espectro de la luminiscencia producida por la sucrosa era igual al del nitrógeno gaseoso. Revelose, pues, que no se originaba en las moléculas del azúcar, pues éstas habrían emitido un espectro completamente diferente. El espectrógrafo muestra que la triboluminiscencia del azúcar posee varios picos brillantes en las proximidades de la zona ultravioleta del espectro. En los 330 y 360 nanometros aparecen emisiones intensas y otras más débiles en los 315 y 380 nanometros. La luminiscencia visible es más apagada y yace entre los 380 y 415 nanometros (zonas del violeta y azul del espectro). Si el ojo humano fuese sensible al ultravioleta, el fulgor sería más brillante ya que en esa hipótesis se visualizarían los picos de emisión intensos.

Al machacar cristales de azúcar, por alguna razón se excita el nitrógeno molecular asociado al azúcar. El estudio del espectro revela que el nitrógeno se excita desde su nivel energético molecular más bajo hasta el nivel $^3\pi_u$ e, inmediatamente, cae al estado $^3\pi_g$, emitiendo luz compuesta de múltiples longitudes de onda. Estas se distribuyen según el patrón que caracteriza, de modo exclusivo, al nitrógeno molecular.

Otro método para evidenciar el papel del nitrógeno consiste en eliminar del azúcar la mayor cantidad posible de aquél. Así, cuando se aplasta azúcar en atmósfera muy enrarecida, la luminiscencia es menos intensa, pero persiste todavía ya que, incluso en el vacío, quedan algunas moléculas de nitrógeno adsorbidas en, o absorbidas por, el azúcar. Cuando el nitrógeno se elimina del todo, tal como Zink ha podido conseguir, desaparece la luminiscencia.

Análogamente se revela la importancia del gas ambiental si sustituimos el nitrógeno por otros gases. Al introducir azúcar en una atmósfera de neon a baja presión, la luminiscencia por aplastamiento se torna roja. ¿Por qué? La compresión excita, de un modo u otro, al neon y, luego, éste se desexcita, más o menos como en un anuncio luminoso. El neon emite intensamente en la zona roja del espectro.

Determinados caramelos duros despliegan colores adicionales. Zink y sus colaboradores han hallado, por ejemplo, que los caramelos de gaulteria despiden una tonalidad más azul verdosa que los de otros sabores, los cuales presentan la emisión azul pálido propia de la sucrosa. Ello obedece a que el metil-salicilato (aceite de gaulteria) con que se sazona el caramelo absorbe la radiación ultravioleta del nitrógeno. Cuando el metil-salicilato se desexcita, emite en un amplio espectro comprendido entre los 400 y los 540 nanometros, aproximadamente. El masticador que lo compruebe verá entonces la combinación de los espectros del nitrógeno molecular y del metil-salicilato.

Me he dedicado a producir el efecto de la triboluminiscencia moliendo azúcar de mesa y varios productos azucarados más en un cubilete, previa adaptación de mi vista a la oscuridad. No parece que importe mucho el útil con que se muela; así, me han dado buen resultado tanto el extremo romo de un cuchillo de mesa como una espiga de madera. Ni importa que el cubilete sea de vidrio, plástico o metal. (Cuidado con el vidrio; trabajando en oscuridad, podría romperse el recipiente si se aplica la presión de modo incorrecto.)

La abundancia de la luz emitida decrecía a medida que proseguía moliendo. El azúcar ligeramente contaminado por la humedad ambiental despedía una luminiscencia más tenue. El disuelto en agua no daba centelleo alguno, a no ser que percutiera algún cristal no disuelto con el útil de moler.

Luminiscencia de un caramelo de gaulteria aplastado con unos alicates

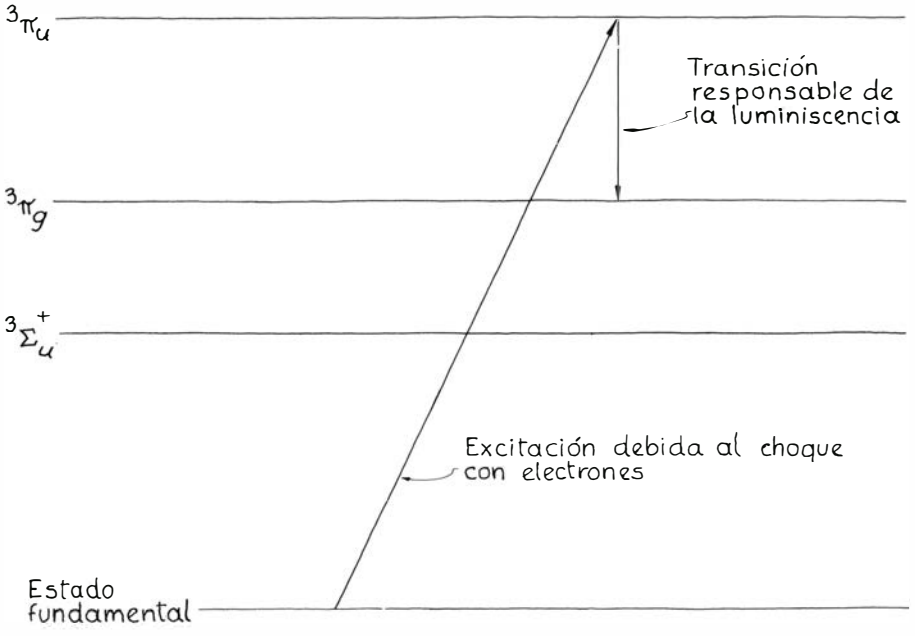
Solución de azúcar que actúa de lente gradiental en el experimento de William M. Strouse

Numerosos detergentes para ropa líquidos y en polvo contienen un ingrediente que absorbe el ultravioleta y emite en el espectro visible. (Con la intención de que el producto "lave más blanco".) Añadí uno de esos productos al azúcar, pero no observé diferencia alguna.

También me ocupé de la luminiscencia producida por caramelos de diversos sabores. Como protección para mi dentadura, seguí la sugerencia de Zink y trituré primero los caramelos con unos alicates. Los de gaulteria creaban la luz más fácilmente visible, sin duda a causa de la emisión del metil-salicilato.

Para estudiar ese espectro pegué con cinta adhesiva una red de difracción a mis gafas. Mirando directamente al fulgor recibía el pico central de la figura generada por la red. Pero en este pico se solapan todos los colores procedentes de un manantial luminoso, por lo que no es posible la determinación del espectro. El primer pico lateral procedente de una red de difracción descompone en sus colores la luz que surge de un manantial, pero no pude entonces distinguirlo porque la luz que despedía el caramelo era muy débil; ni siquiera podría apreciarse un pico lateral más luminoso, ya que, al ser tan débil la luz, la retina tendría quizá dificultades para distinguir los colores.

Material necesario para el estudio de la triboluminiscencia



Niveles de excitación y desexcitación del nitrógeno responsables de la luminiscencia

Una red de difracción como la que les he citado puede adquirirse en Edmund Scientific Company (101 East Gloucester Pike, Barrington, N.J. 08007). Quienes hayan construido alguno de los analizadores espectrales descritos en mis artículos anteriores, lograrán separar el espectro de un trozo de caramelo duro. En el artículo de Rebecca Angelos, Zink y Gordon E. Hardy que se cita en la bibliografía [*página 128*] se expone un procedimiento para realizar la experiencia.

Triboluminiscencia la he encontrado en las pastillas de sacarina, cristales de ácido tartárico y sal gema. La sal de mesa y los caramelos blandos no la dan. La razón tal vez sea la siguiente: aunque los caramelos blandos contengan posiblemente azúcar, los cristales del mismo serán demasiado pequeños o demasiado difíciles de someter a esfuerzos mecánicos (dada la plasticidad del caramelo) para que aparezca ese efecto.

Los caramelos duros desprenden a veces luminiscencia en virtud de una conmoción repentina motivada por una causa distinta de la comprensión. Así, cuando un caramelo se deja caer en nitrógeno líquido, la reducción súbita de temperatura crea una tensión mecánica suficiente para generar un fugaz destello. (Si alguien repite el ensayo, que ande alerta con el nitrógeno; puede resultar muy peligroso si se maneja incorrectamente.)

Muchas otras sustancias ofrecen una triboluminiscencia originaria de la propia sustancia y no del gas ambiente. Nos hallamos en ese caso cuando el espectro de la triboluminiscencia es igual al que emite la sustancia al ser calentada o iluminada. Volvemos a encontrar aquí que la relación entre la compresión y la excitación de las moléculas emisoras no se conoce bien. Podría ser consecuencia de reacciones químicas. Y pudiera ser térmica también, origi-

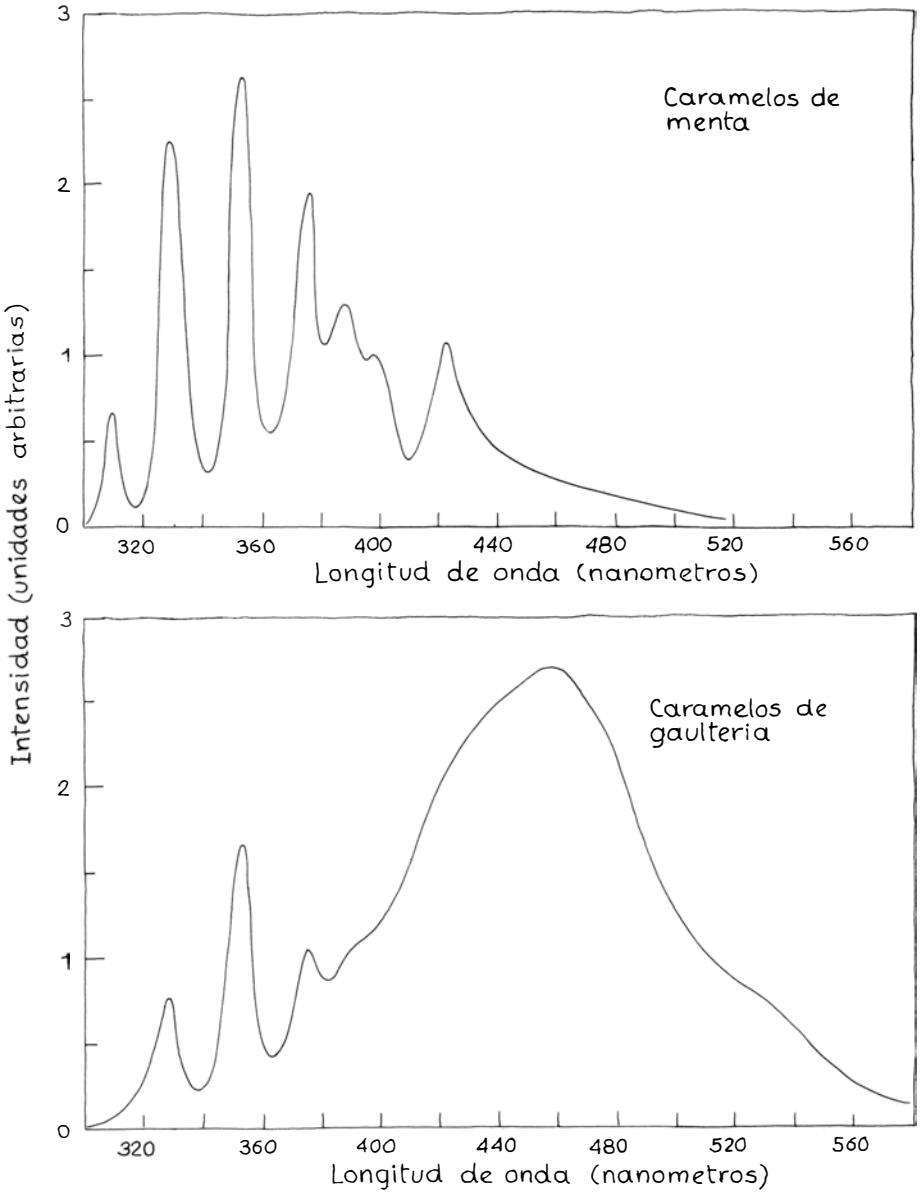
nándose porque la compresión deforme las moléculas, altere las interacciones entre moléculas contiguas o desplace las dislocaciones existentes en los cristales de la sustancia.

La luminiscencia de los caramelos duros parece deberse a descargas eléctricas y no a mecanismos químicos ni térmicos. Las descargas eléctricas resultan de la separación de cargas que provoca la tensión mecánica aplicada a la sustancia. Efectivamente, aunque una sustancia no se halle fuertemente cargada, el esfuerzo mecánico que recibe libera iones y deja electrones semilibres. Entonces, la luminiscencia sería consecuencia de la recombinación de iones positivos y negativos. También podría ser que se origine al combinarse los electrones semilibres con lugares positivos de la sustancia, desprendiendo luz. Una tercera posibilidad es que los electrones sean acelerados por los campos eléctricos existentes entre los lugares con carga y choquen con las moléculas y las exciten, por lo que emitirán luz al caer a niveles energéticos inferiores.

En el caso del azúcar, la luminiscencia parece achacable a un efecto eléctrico cuyo resultado es la excitación molecular por choque. Cuando se comprime azúcar, en distintos puntos de su interior se liberan electrones. Estos cruzan de un salto cada cristal de la sustancia, o de un cristal a otro, buscando lugares cargados positivamente. En este proceso chocan con el nitrógeno molecular adsorbido en o absorbido por el azúcar y, además, con moléculas de nitrógeno gaseoso. Cualquiera que sea el caso, los electrones ceden parte de su energía cinética al nitrógeno molecular, elevando a éste a un estado excitado.

En el azúcar la creación de superficies cargadas parece deberse a la fractura de los cristales de azúcar. Toda fractura deja superficies cargadas que, casi en el acto, son cubiertas por el nitrógeno molecular del aire. Y queda allanado el camino para que los electrones en movimiento arranquen luz del nitrógeno.

Zink y sus colaboradores han investigado la rapidez a la que se propagan las grietas en los cristales de azúcar, encontrando que una grieta simple y su luminiscencia asociada deben persistir alrededor de un microsegundo. Al masticar un caramelo de gaulteria, o al triturarlo con unos alicates se produce una luminosidad más duradera debido a la progresión de las grietas. La luminosidad depende del tamaño de los cristales. La luminiscencia disminuye conforme se sigue triturando un trozo de caramelo duro, porque los cristales se van haciendo más pequeños.



Espectrogramas de triboluminiscencia obtenidos por Jeffrey I. Zink y sus colaboradores

Otro material que presenta triboluminiscencia: las cintas cubiertas de adhesivo por un lado. E. Newton Harvey, de la Universidad de Princeton, mostró en 1939 que hay varios tipos de cinta que despiden luz en la oscuridad cuando se estira rápidamente un trozo del rollo o se pasa por encima de determinadas superficies, vidrio por ejemplo. El fenómeno se observa también si se pegan dos capas de cinta y luego se separan. Ocasionalmente aparece al pasar un dedo a lo largo de la cara no recubierta de un trozo de cinta adhesiva.

Como en el azúcar, la luminiscencia se debe a una descarga en el seno del nitrógeno gaseoso ambiente. Su espectro coincide con el del nitrógeno molecular. Si la cinta se desenrolla en una atmósfera de neon a baja presión, el fulgor será rojo y no azul.

Parece que la manipulación de la cinta adhesiva engendra pequeñas superficies cargadas. Cuando éstas se hallan separadas, los electrones de las superficies negativas saltan en el seno del gas para alcanzar las negativas, excitando el nitrógeno ambiente por el camino. Algo similar se observa al partir mica y, excepcionalmente, en una banda de caucho estirada cuando se libera de golpe la tensión.

Harvey describió cómo demostrar que, al arrancar un trozo de cinta adhesiva de una base, se produce una separación de cargas. Para ello pegó un trozo sobre una lámina de vidrio; luego la

arrancó. Al sostener la cinta junto al vidrio, aquélla se veía atraída por las zonas cargadas que se habían generado en ambas superficies. Mediante bolitas de médula cargadas, comprobó el signo de la carga de cada superficie. Una bolita cargada positivamente era atraída por la cinta, indicando que ésta se había hecho positiva. Análogamente, una bolita cargada negativamente era atraída por el vidrio. Esto no significa necesariamente que la cinta sea negativa en su totalidad y el vidrio sea positivo, sino que en cada superficie hay bolsas de cargas localizadas en las que predominan las cargas de un signo.

Los dispositivos ópticos tradicionales, como lentes y prismas, trabajan refractando la luz, o sea, desviándola cuando atraviesa sus superficies. La luz se refracta cuando atraviesa la frontera entre dos sustancias en las que se propaga a velocidades diferentes. Una manera para medir hasta qué punto es refringente una sustancia consiste en asignarle un índice de refracción, de tal modo que cuanto más despacio se propague la luz en su seno, mayor sea su índice de refracción. Por ejemplo, el índice de refracción del vidrio oscila en torno a 1,5, mientras que el del aire es ligeramente mayor que 1.

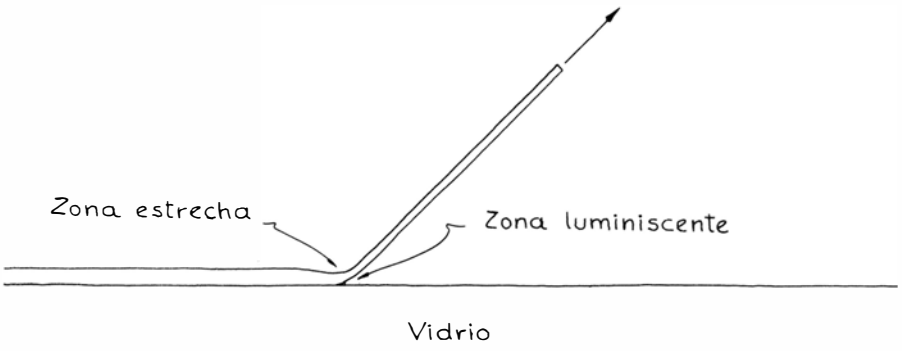
La luz se refracta al entrar y al salir de una lente de vidrio, pero no dentro de ésta, pues el índice de refracción no varía allí. Si las caras del vidrio fueran planas y paralelas, la refracción de la luz en la superficie de entrada se contrarrestaría con la refracción en la superficie de salida. Sin embargo, con el propósito de alterar la dirección de propagación de la luz, se dota a las lentes de superficies curvas; así, las lentes convexas cambian la dirección de los rayos luminosos paralelos, haciendo que éstos converjan en el punto llamado foco, tras atravesar la lente.

Las lentes con gradientales presentan la originalidad de que su índice de refracción no es constante. Hay lentes de este tipo cuyo índice varía perpendicularmente al eje óptico (o eje paralelo a la dirección de la luz). En el centro de la lente el índice de refracción puede ser mayor que en las zonas periféricas. Entonces, cuando la luz la atraviesa, los rayos próximos al eje óptico se desviarán muy poco, pero los más alejados virarán acusadamente hacia el mismo. Y así, aun cuando las superficies de la lente sean planas, podrá enfocarse la luz cual si se tratara de una lente convexa ordinaria. Si tales superficies fuesen curvas, la luz se refractaría todavía más.

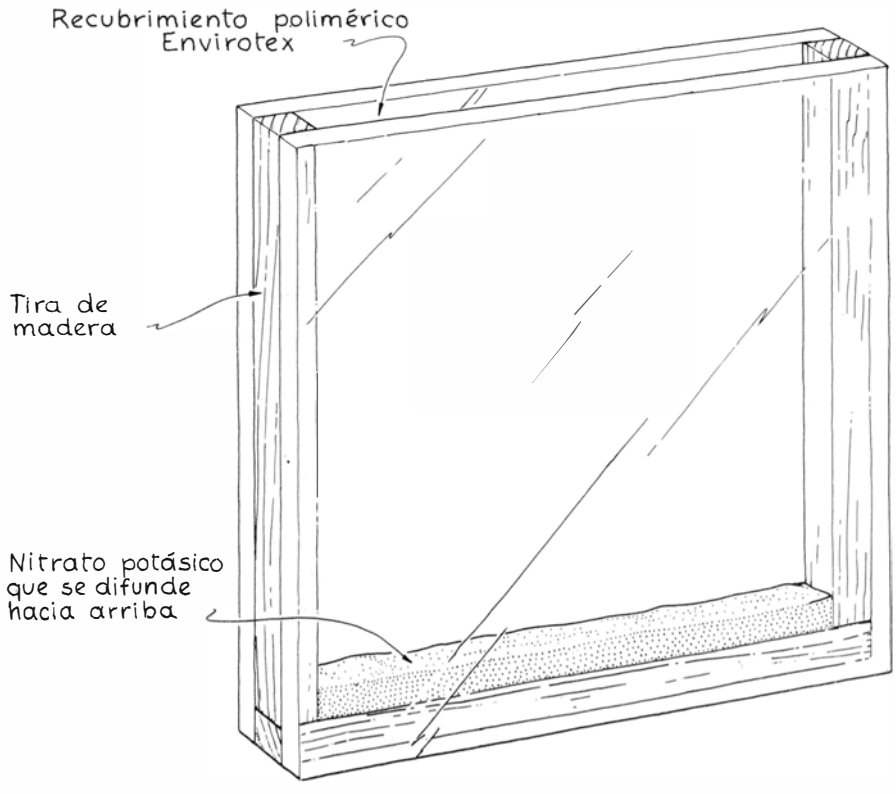
En un segundo tipo de lente con gradiente de índice de refracción, dicho gradiente está orientado paralelamente al eje óptico, y no perpendicularmente a él. O sea, el índice de refracción en la superficie anterior es distinto del que se registra en la posterior, variando gradualmente entre una y otra. En un tercer tipo el gradiente es esférico; por ejemplo, puede que el índice de refracción decrezca hacia fuera, a partir del centro, con simetría radial. Aunque ignoro si han llegado a construirse lentes así, James Clerk Maxwell estudió su óptica hace más de un siglo; un prototipo de ellas es el cristalino del ojo.

Se han encontrado varias aplicaciones sencillas de las lentes con gradientales pero no se han generalizado dada la dificultad de su construcción. Jurgen R. Meyer-Arendt, de la Universidad Pacific, y su discípulo Mark R. Zilm me remitieron recientemente la descripción de un procedimiento fácil para construir una lente gradiental sencilla, con el que han conseguido una que se comporta como una lente cilíndrica cóncava.

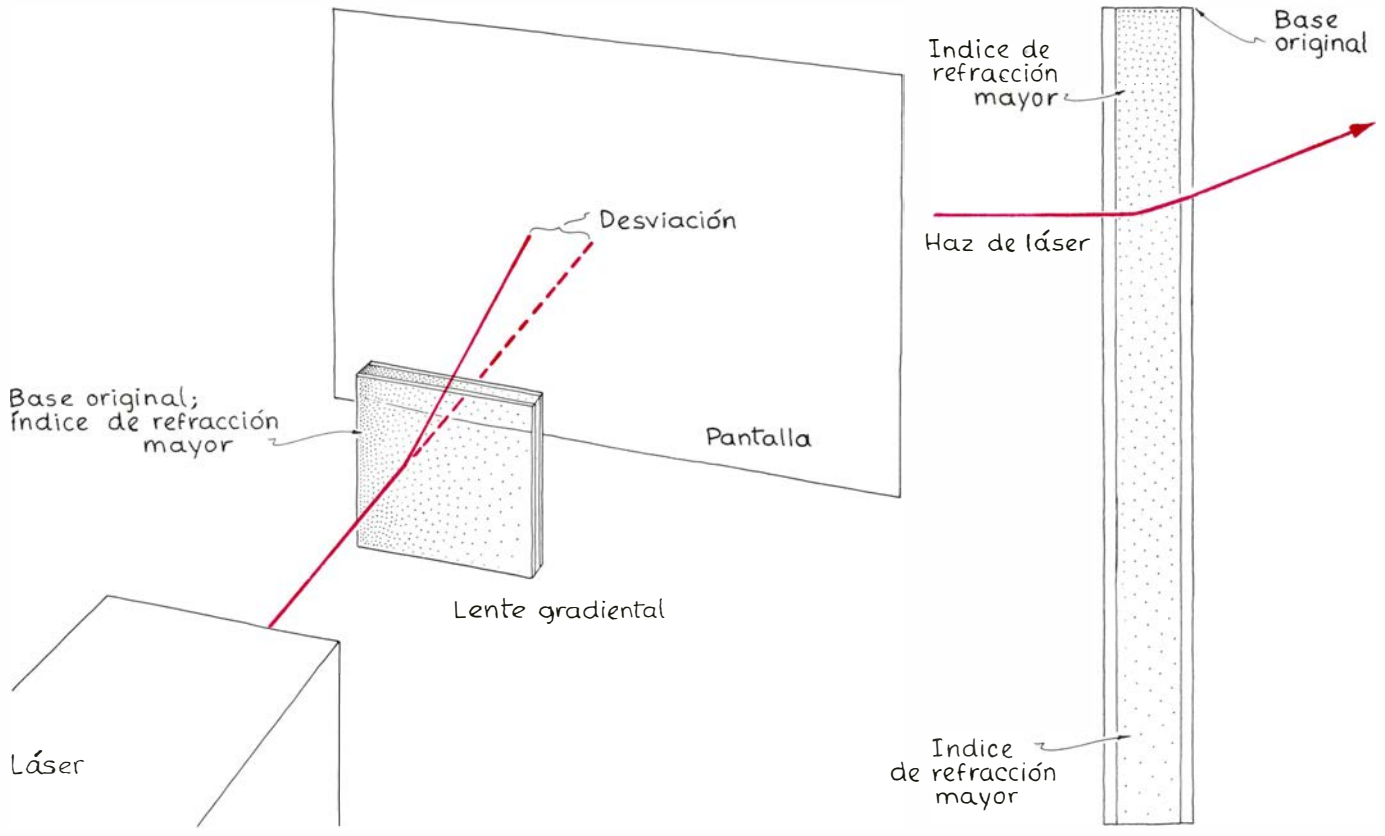
Esencialmente, esa lente se compone de epoxia transparente en la que se difunde nitrato potásico al objeto de crear el gradiente de índice de refracción. Dichas sustancias se encierran en un receptáculo formado por dos trozos de vidrio cuadrados, de 50 milímetros de lado y 2 milímetros de grueso cada uno; se mantienen separados y paralelos mediante trocitos de madera delgados (palillos para fósforos) de 50 milímetros de largo y 3 milímetros cuadra-



Lugar donde se genera la luminiscencia al arrancar cinta adhesiva de vidrio



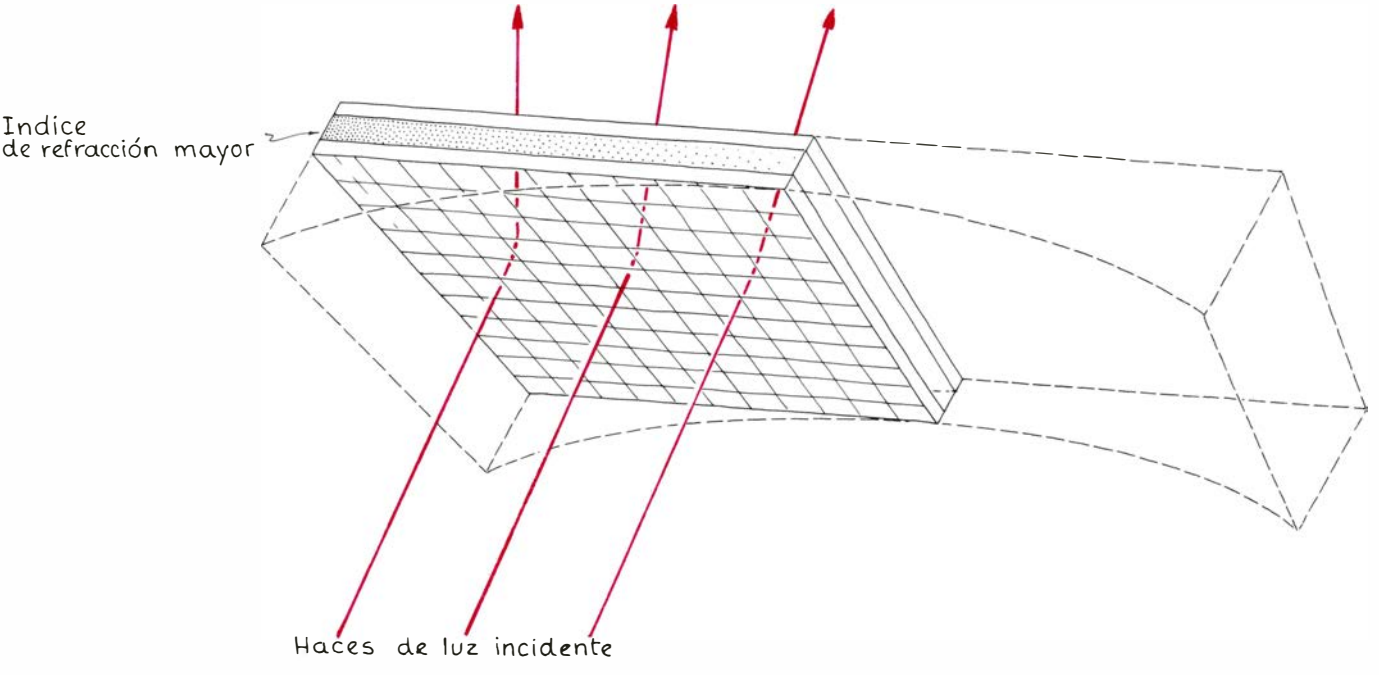
Lente gradiental construida por Jurgen R. Meyer-Arendt y Mark R. Zilm



Refracción de un haz láser en una lente gradiental

dos de sección. Emplearon en un principio madera de balsa, pero Meyer-Arendt y Zilm descubrieron luego que resultaba mejor la madera dura de los fósforos. Sobre tres cantos de cada trozo de vidrio se encolan los maderitos mediante pegamento sellador de silicio. (Un pegamento de otra naturaleza quizá no diese el mismo resultado, al difundirse en la epoxia.)

El cuarto lado del receptáculo se deja abierto, para verter por él la epoxia y el nitrato potásico (KNO_3). Este, que se conoce también como salitre, puede comprarse en cualquier droguería. La epoxia preferida por Meyer-Arendt y Zilm es recubrimiento polimétrico Envirotex, que se vende en las tiendas donde se expende material para confeccionar adornos de papel recortado. En el fondo del recipiente se dispone una capa uniforme de nitrato de unos dos milímetros, y luego se introduce la epoxia. Meyer-Arendt han mo-



Semejanza entre una lente gradiental y otra cóncava

dificado el procedimiento habitual de mezclar la epoxia, al objeto de que tarde más en endurecerse y el nitrato disponga de tiempo para difundirse. Corrientemente, la relación entre endurecedor y epoxia es de 1:1; ellos han tomado una de 1:4. Al pretender rebajar más el contenido de endurecedor, hallaron que se formaban burbujas de aire en la mezcla al endurecerse ésta.

Tras dejar reposar el receptáculo durante tres semanas, el nitrato potásico se había difundido hacia arriba dentro de la epoxia y toda la mezcla se había solidificado. El resultado fue una lente cuyo índice de refracción varía de abajo arriba, siendo mayor el índice de refracción en el fondo, donde también es mayor la concentración de nitrato, y menor en la parte superior, donde no penetró el nitrato.

Meyer-Arendt y Zilm han ideado un experimento sencillo para poner de manifiesto las características refringentes de su ingenio. Primero, grabaron químicamente una retícula sobre una de las piezas de vidrio laterales del dispositivo. Esa retícula está formada de rectángulos de tres milímetros de alto por cuatro de ancho. Luego colocaron la lente de canto, de modo que quedara vertical lo que antes era base.

La operación siguiente consistió en dirigir un haz láser sobre una zona de la retícula. La luz, tras atravesar la lente, iba a parar a una pantalla situada a diez metros. Comprobando primero el punto de la pantalla donde incidía el haz con la lente retirada y, luego, el punto donde incidía con la lente en posición, Meyer-Arendt y Zilm midieron la desviación provocada por la lente. Repitieron esas mediciones a lo largo de una serie de zonas de la retícula alineadas y con índices de refracción decrecientes, desde el correpondiente a la porción de lente con el índice máximo hasta la de índice mínimo.

En la ilustración superior de la página anterior puede verse la refracción de un haz láser al atravesar la lente gradiental por la proximidad de lo que en un comienzo fue el fondo. Puesto que el haz se propaga en el seno de un gradiente de índice de refracción, la parte del mismo que atraviesa la superficie que presenta un índice mayor se rezaga respecto a la que atraviesa la superficie de índice menor y, en consecuencia, se desvía hacia el lado que antes fue la base.

Tal como se aprecia en la ilustración inferior, las propiedades de esta lente gradiental recuerdan a las de una media lente cóncava. En las zonas donde el gradiente de concentración de nitrato potásico es muy acusado, la luz se desvía mucho, tal como ocurriría en las zonas más externas de una lente cóncava. En las zonas donde el gradiente de concentración de nitrato es menor, la luz se desvía casi como lo haría en el centro de la lente cóncava. Si pudiera controlarse exactamente la difusión del nitrato potásico en la epoxia, se construirían lentes gradientales equiparables a cualquiera de las ordinarias.

Si alguien fabrica una lente con gradiente de índice, siguiendo el método de Meyer-Arendt y Zilm, quizás encuentre interesante explorar sus características cromáticas. En tal caso, a no ser que tenga acceso a luz láser de colores variables, habrá de trabajar con la luz parcialmente coherente procedente de un estenope. De manantial podría servirle cualquier luz intensa filtrada para estrechar el espectro de colores del haz. Necesitará un ocultador o un diafragma para confinar la luz en sólo una pequeña superficie de la lente.

En la bibliografía se cita un experimento curioso de refracción gradiental que realizó William M. Strouse. Consistía en dirigir un haz luminoso a través de una pareja de lentes (al objeto de estrecharlo) y, luego, al interior de un recipiente lleno de una solución de azúcar en agua. El recipiente tenía dos centímetros de ancho por ocho de alto y veinte de largo. Strouse introdujo en él tres centímetros de agua, a la que añadió tres terrones de azúcar, que dejó disolverse tranquilamente. El azúcar, al difundirse por el agua, creó un gradiente de concentración de modo que ésta era mayor en el fondo y menor en la superficie libre del líquido, en virtud de lo cual el índice de refracción variaba de mayor a menor en el mismo sentido.

Cuando dirigía el haz sobre la solución cerca del fondo del recipiente, se curvaba hacia abajo y se reflejaba en el fondo. Pero el haz reflejado seguía curvándose y, si el recipiente hubiese sido largo, lo habría recorrido rebotando repetidamente en el fondo.

Visto desde arriba, el haz conserva la anchura al atravesar el recipiente. Visto de costado, se estrecha periódicamente. Hay que achacar esa focalización parcial al gradiente de índice de refracción. El gradiente altera la dirección de los rayos en proporciones distintas, de suerte que el haz se estrecha en ciertas zonas de la solución y se ensancha en otras. Strouse señala que, si queremos realizar el fenómeno, retiremos las lentes destinadas a estrechar el haz original, pues así el haz es más ancho y se sigue con más facilidad.

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

EL TELESCOPIO ESPACIAL

SCIENTIFIC RESEARCH WITH THE SPACE TELESCOPE: IAU COLLOQUIUM NO. 54. Dirigido por M. S. Longair y J. Warner. National Aeronautics and Space Administration CP-2111, 1979

THE SPACE TELESCOPE SCIENTIFIC INSTRUMENTS. David S. Leckrone en *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, vol. 92, n.º 545, págs. 5-21; febrero-marzo, 1980.

SUPERCONDUCTORES ORGANICOS

THE DESIGN AND SYNTHESIS OF ORGANIC METALS. Anthony F. Garito y Alan J. Heeger en *Accounts of Chemical Research,* vol. 7, n.º 7, págs. 232-240; julio, 1974.

THE DIFFERENCE BETWEEN METALLIC AND INSULATING SALTS OF TETRACYANOQUINODIMETHANE (TCNQ). Jerry B. Torrance en *Accounts of Chemical Research,* vol. 12, n.º 3, págs. 79-86; marzo, 1979.

THE PHYSICS AND CHEMISTRY OF LOW DIMENSIONAL SOLIDS: PROCEEDINGS OF THE NATO ADVANCED STUDY INSTITUTES HELD AT TOMAR, PORTUGAL, AUGUST 26-SEPTEMBER 7, 1979. Dirigido por Luis Alcacer. D. Reidel Publishing Co., 1980.

EXTENDED LINEAR CHAIN COMPOUNDS. Joel S. Miller. Plenum Press, 1982.

AVIONES ULTRALIGEROS

PROGRESS IN FLYING MACHINES. Octave Chanute. *The American Engineer and Railroad Journal*, 1894. Reimpresión facilitada por Ultralight Publications, P.O. Box 234, Hummelstown, Pennsylvania 17036.

ULTRALIGHT AIRCRAFT: THE BASIC HANDBOOK OF ULTRALIGHT AVIATION. Michael A. Markowski. Ultralight Publications, P.O. Box 234, Hummelstown, Pennsylvania 17036, 1981.

EFUSIONES DE ENERGIA EN ESTRELLAS JOVENES

LA GALAXIA DE LA VIA LACTEA. Bart J. Bok en *Investigación y Ciencia*, n.º 56, págs. 54-72; mayo, 1981.

COMPLEJOS GIGANTES DE NUBES MOLECULARES EN LA GALAXIA. Leo Blitz en *Investigación y Ciencia*, n.º 69, págs. 48-58; junio, 1982.

TOPOISOMERASAS DE ADN

STRUCTURE AND FUNCTIONS OF DNA y BINDING AND UNWINDING PROTEINS AND TOPOISOMERASES. Arthur Kornberg en *DNA Replication*. W. H. Freeman and Company, 1980.

ADN SUPERENROLLADO. William R. Bauer, F. H. C. Crik y James H. White en *Investigación y Ciencia*, n.º 48, págs. 78-89; septiembre, 1980.

DNA TOPOISOMERASES. Martin Gellert en *Annual Review of Biochemistry,* vol. 50, págs. 879-910; 1981.

LA SECRECION INTESTINAL

INTESTINAL SECRETION. T. R. Hendrix y H. T. Paulk en *International Review of Physiology. Gastrointestinal Physiology II*, vol. 12, dirigido por R. K. Crane. University Park Press; Baltimore, 1977.

MECHANISM OF SELECTIVELY INHIBITING THE ACTIVATION OF CYCLIC NUCLEOTIDE PHOSPHODIESTERASE AND ADENYLATE CYCLASE BY ANTIPSYCHOTIC AGENTS. B. Weiss y R. M. Levin en *Advances in Cyclic Nucleotide Research*, vol. 9, págs. 285-303, dirigido por W. J. George y L. J. Ignarro. Raven Press, Nueva York, 1978.

ROLE OF Ca^2-DEPENDENT REGULATOR PROTEIN IN INTESTINAL SECRETION. A. Ilundáin y R. J. Naftalin en *Nature*, vol. 279, págs. 446-448; 1979.

CALMODULIN PLAYS A PIVOTAL ROLE IN CELLULAR REGULATION. W. Y. Cheung en *Science*, vol. 207, págs. 19-27; 1980.

LA REPRODUCCION COOPERATIVA DE LA ABUBILLA ARBOREA VERDE

THE COMMUNAL SOCIAL SYSTEM OF THE GREEN WOODHOOPOE IN KENYA. J. David Ligon y Sandra H. Ligon en *Living Bird*, vol. 16, págs. 159-197; 1978.

DEMOGRAPHIC PATTERNS AND COMMUNAL BREEDING IN THE GREEN WOODHOOPOE, *PHOENICULUS PURPUREUS*. J. D. Ligon en *Natural Selection and Social Behavior: Recent Research and New Theory*, dirigido por R. D. Alexander y D. W. Tinkle. Chiron Press, Inc., 1981.

ECOLOGICAL FACTOR AND KIN SELECTION IN THE EVOLUTION OF COOPERATIVE BREEDING IN BIRDS. W. D. Koenig y F. A. Pitelka en *Natural Selection and Social Behavior: Recent Research and New Theory*, dirigido por R. D. Alexander y D. W. Tinkle. Chiron Press, Inc., 1981.

ANEURISMAS

CONTRIBUTION OF ABDOMINAL AORTIC ANEURYSMECTOMY TO PROLONGATION OF LIFE. D. Emerick Szilagyi, Roger F. Smith, Franklin J. DeRusso, Joseph P. Elliot y Frederick W. Sherrin en *Annals of Surgery*, vol. 164, n.º 4, págs. 678-699; octubre, 1966.

ANEURYSMS OF THE AORTA. Crile Crisler y Henry T. Bahnson en *Current Problems in Surgery*, diciembre, 1972.

SURGICAL MANAGEMENT OF ABDOMINAL AORTIC ANEURYSMS: FACTORS INFLUENCING MORTALITY AND MORBIDITY— A 20-YEAR EXPERIENCE. Jesse E. Thompson, Larry H. Hollier, R. Don Patman y Alfred V. Persson en *Annals of Surgery*, vol. 181, n.º 5, págs. 654-661; mayo, 1975.

INFRARENAL AORTIC ANEURYSMS. Robert B. Rutherford en *Vascular Surgery*, dirigido por Robert B. Rutherford. W. B. Saunders Company, 1977.

ORIGIN, GROWTH AND RUPTURE OF SACCULAR ANEURYSMS: A REVIEW. Laligan N. Sekhar y Roberto C. Heros en *Neurosurgery*, vol. 8, n.º 2, págs. 248-260; febrero, 1981.

TEMAS METAMAGICOS

HANDBOOK THE CUBIK MATH. Alexander H. Frey, Jr., y David Singmaster. Enslow Publishers, 1982.

INSIDE RUBIK'S CUBE AND BEYOND. Christoph Bandelow. Birkhauser Boston, Inc., 1982.

PUZZLE IT OUT: CUBES, GROUPS AND PUZZLES. John Ewing y Czes Kośniowski. Cambridge University Press, 1982.

TALLER Y LABORATORIO

BOUNCING LIGHT BEAM. William M. Strouse en *American Journal of Physics*, vol. 40, n.º 6, págs. 913-914; junio, 1972.

TRIBOLUMINESCENCE SPECTROSCOPY OF COMMON CANDIES. Rebecca Angelos, Jeffrey I. Zink y Gordon E. Hardy en *Journal of Chemical Education*, vol. 56, n.º 6, págs. 413-414; junio, 1979.

Taller y laboratorio

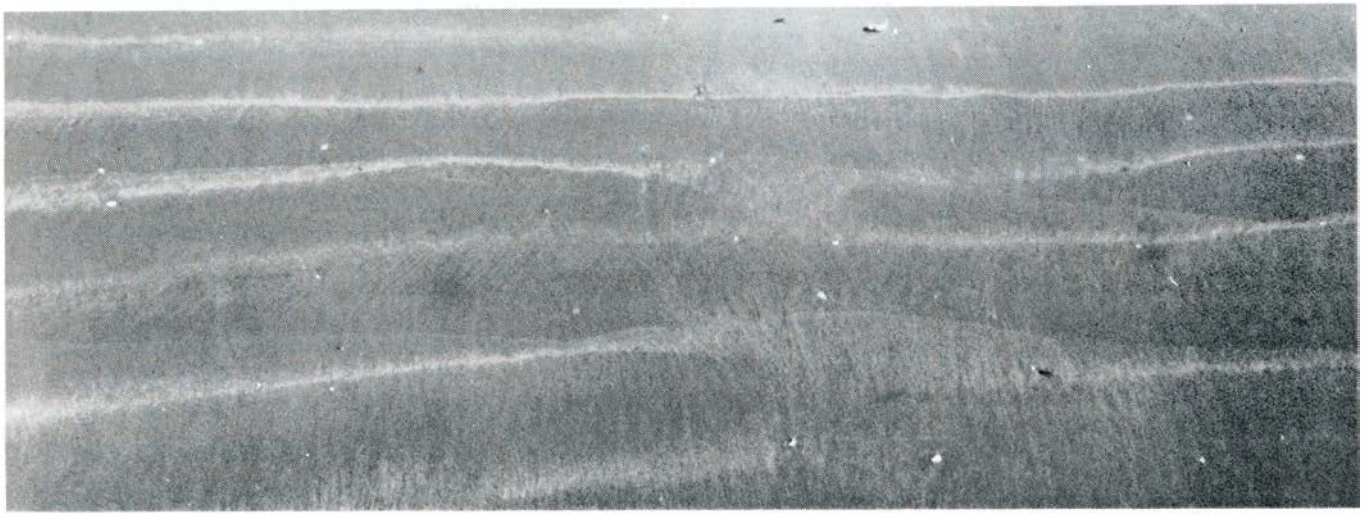
Un paseo por la orilla del mar, para contemplar las olas y discurrir sobre la formación de las playas

Jearl Walker

Paseando por una playa, todo observador atento descubrirá las numerosas señales que deja el agua en su movimiento de aproximación y alejamiento de la orilla. Verá las diminutas marañas que talla el oleaje al morir en la orilla y las grandes medias lunas que excavan las olas a su arribada. Verá, además, el movimiento incesante e infinitamente variado del propio oleaje.

¿Por qué las olas se mueven en todas direcciones en aguas profundas y, al acercarse a la playa, adquieren una misma dirección de movimiento que resulta ser, más o menos, perpendicular al litoral? La explicación arranca del hecho de que la velocidad de las olas decrece tan pronto penetran en las aguas someras contiguas a la orilla y comienzan a "tocar fondo". Entonces, una ola que llegue a aguas someras en dirección no perpendicular al litoral comenzará a refrenarse por su extremo más próximo a la orilla, mientras que el resto continuará desplazándose a mayor velocidad y, como consecuencia, sufrirá un viraje tal que su dirección de propagación tenderá a colocarse perpendicular al litoral. En otras palabras: la ola se refracta.

Otro hecho a observar es que en aguas profundas las olas poseen un per-



Señales producidas por el oleaje entre pleamar y bajamar

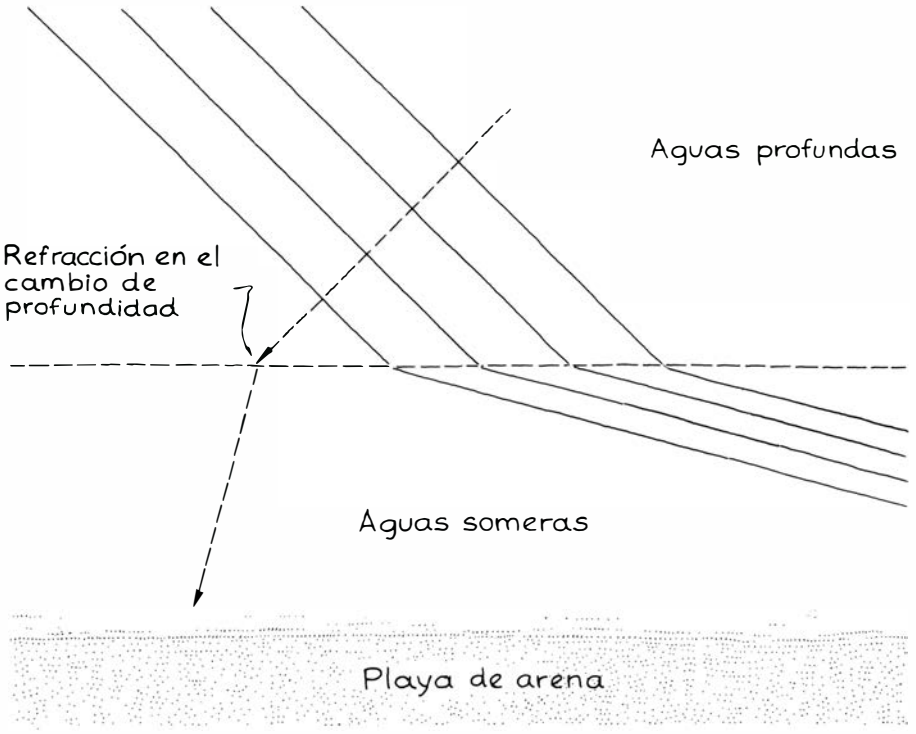
Dibujos intrincados en la arena debidos a la marea en retroceso

fil ondulante casi uniforme, mientras que, en aguas someras, exhiben formas variadas. Pueden identificarse cuatro grupos de olas rompientes. En primer lugar tenemos los llamados vuelcos, en los que la ola retiene la forma primitiva mientras por su pendiente frontal se desliza una capa de espuma. Vienen luego las rompientes en zambullida, que se generan cuando la cresta de la ola rebasa a la base y cae por delante de ésta formando una cortina de espuma y agua. (A los practicantes de *surf* les resultan especialmente gratas estas rompientes, pues les permiten maniobrar con la tabla para correr bajo la cortina de agua en zambullida.) En tercer lugar están los desplomes de ola, en los que ésta se descompone en espuma y turbulencia por delante de la cresta. Cuarto y último: en la mareta las olas ascienden por la pendiente de la playa sin violencia y con escasa turbulencia.

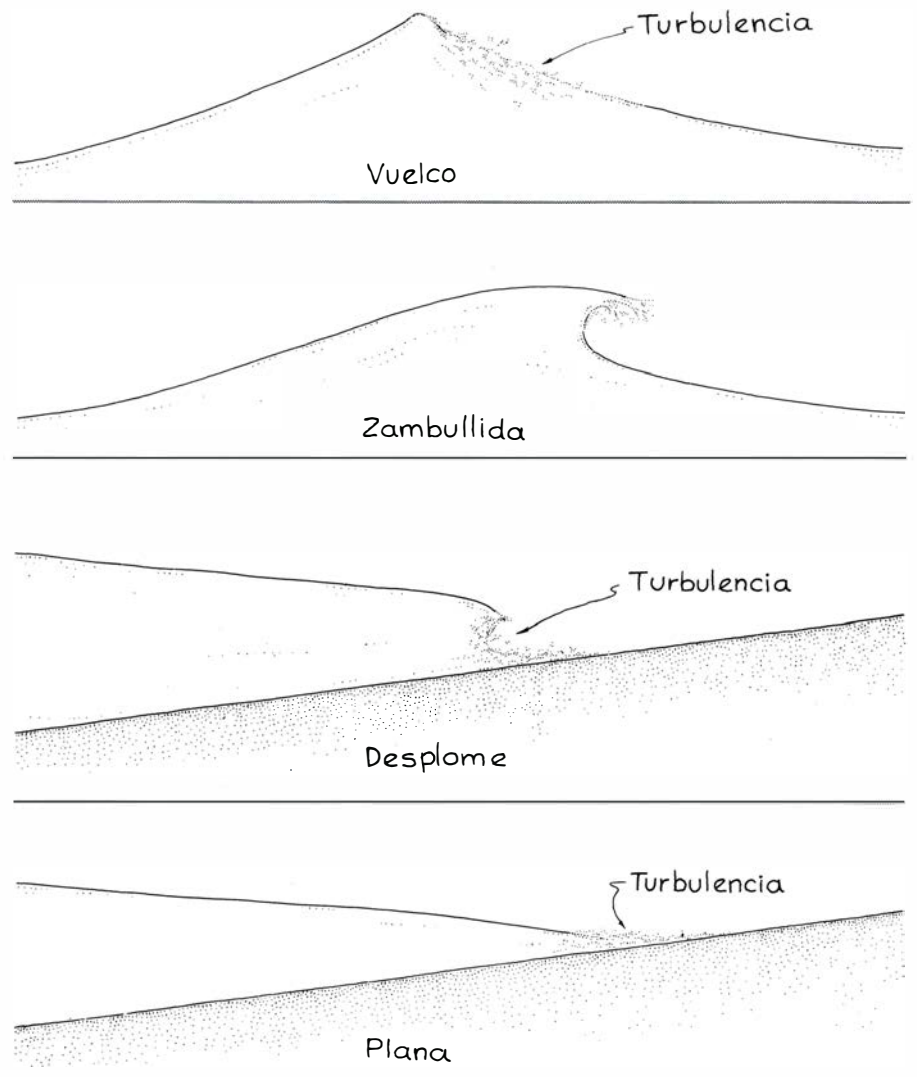
He tenido ocasión de examinar playas y olas rompientes en dos lugares: en el litoral de Charleston y Kiawah Island, Carolina del Sur, y a orillas del lago Erie, junto a Cleveland. En Carolina del Sur se me unió Mary Golrick. Descubrimos que muchas olas presentaban a la vez varias de las características de las rompientes. Por ejemplo, parte de una ola podía volcar, y zambullirse otro tramo; o bien, en una ola que volcara podía iniciarse un desplome o una ola plana de mareta. Hubo puntos donde observamos que el aspecto de las olas variaba de una a otra, cabe suponer que a causa de que su altura cambiara y también la velocidad del viento. En otros lugares la forma de las olas era más uniforme, probablemente porque la configuración del fondo determinase el tipo de rompiente predominante.

Muchas veces alguna ola que se elevaba playa arriba se desplomaba o zambullía, creando un muro casi vertical de agua muy turbulenta. Durante algunos instantes esas olas trepaban playa arriba, rápidas y ruidosas, para perder luego bruscamente energía y aminorar su velocidad. Tales olas eran ejemplos del tipo de ondas solitarias llamadas macareos o barras de agua, que no son sino casos de resalto hidráulico, tal como les expuse en junio de 1981.

Lo que sucede ahí es que, tan pronto un golpe de mar se aproxima a la playa, su velocidad se hace mayor de la que es físicamente capaz de desarrollar una ola que viaje por la superficie del agua. Este régimen de movimiento se llama supercrítico, el cual se descarga a subcrítico a través de una transición repentina, en la que se eleva el nivel del agua



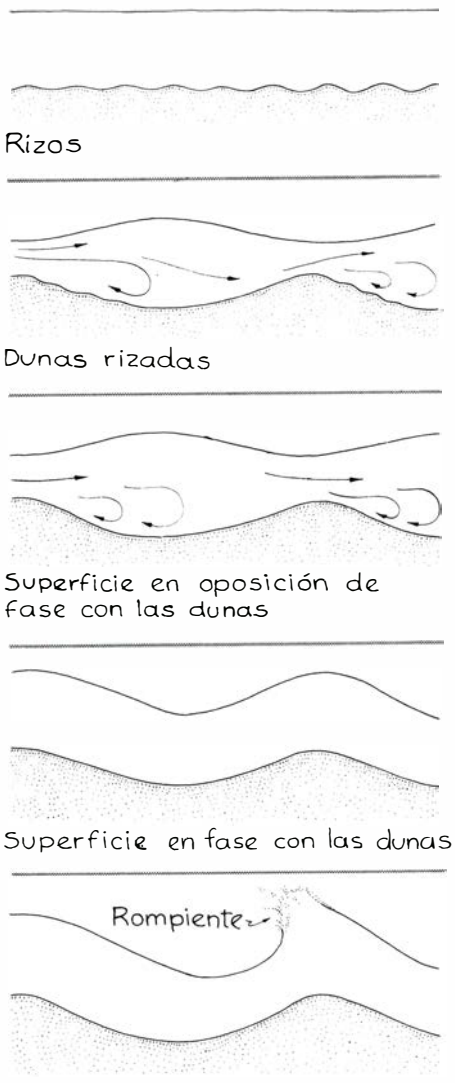
Refracción de las olas al acercarse a la costa



Cuatro tipos de rompiente

para que ésta pueda moverse con mayor celeridad. Esta transición se produce porque el régimen supercrítico es inestable frente al gran número de perturbaciones que introducen las irregularidades de la arena del fondo, y surge ruidosamente playa arriba en forma de muro vertical cuya energía se disipa en el declive de la playa.

Hasta las relativamente mesuradas olas de mareta que Golrick y yo observamos se tornaban en barras al avanzar por la playa. El muro vertical, empero, no solía exceder de un centímetro de altura. Delante suyo se veía una capa de agua menos profunda contra la que parecía empujar. En esa capa se observaban pequeñas ondas separadas un centímetro, o menos, o sea, con una longitud de onda del mismo orden de magnitud, y que parecían inmóviles respecto al muro vertical. Esas olitas podrían deberse al viento o a las irregularidades de la playa, pero en su mayoría eran una manifestación de la inestabilidad asociada al régimen supercrítico



Ondas en la arena

y, por ello, formaban parte de la barra.

Toda ola parece retroceder a mayor velocidad que asciende, tras alcanzar el límite superior de su carrera en la playa. Esta impresión nos resultó imposible contrastarla cronometrando el movimiento con la precisión debida, pero la sensación que nos producía el agua discurriendo en torno a nuestros pies parecía sugerirnos que esa sospecha correspondía a la realidad; además, las olas, al bajar, removían alrededor de nuestros pies más arena que al subir.

A veces, el agua de retroceso exhibe la súbita variación de profundidad característica de las barras. Toda capa de agua que descienda por el declive de una playa sufre la aceleración de la gravedad y el régimen puede pasar a supercrítico y, por ello, hacerse inestable frente a las perturbaciones que introduzca el fondo de arena. Las ondas generadas por las perturbaciones crean el súbito incremento de profundidad que señala la transición repentina a flujo supercrítico.

Era interesante observar el encuentro de un flujo saliente con una ola entrante. Aun en el caso de barras entrantes vigorosas, el resultado era casi siempre un empate, y el agua de retroceso, o resaca, agotaba la energía de la barra, quedando ésta reducida a una modesta olita, salvo cuando una barra nueva la atrapaba por detrás.

Un rasgo intrigante del agua de resaca es que en ella aparecen ondas de capilaridad. Estas ondas están regidas por la tensión superficial y no por la gravedad. A Golrick y a mí nos costó cierto esfuerzo rastrearlas porque son más veloces y, también, porque no se ven fácilmente, a no ser que reflejen la luz bajo un determinado ángulo. Tengo la impresión de que las ondas de capilaridad raramente poseen más de tres o cuatro crestas. Su velocidad es superior a la del frente de agua que retrocede desde la orilla; suelen moverse en otra dirección. Desconozco su origen, pero me atrevería a decir que provienen de rachas de viento o de alguna irregularidad en la arena.

Salvo en las zonas someras contiguas a la playa, todo volumen de agua dado asociado a una ola carece de movimiento global. En aguas profundas ese volumen ejecutará un movimiento circular vertical cuando la ola lo atraviese. Más cerca de la playa, el movimiento es elíptico con el eje menor vertical. Junto a la playa, no obstante, se producen brincos en las capas de agua que avanzan o retroceden. Estos brincos arrastran granos de arena con el movimiento de la capa de agua. Observando atentamente una resaca apacible, me fue posible seguir la evolución de los granos al ser recogidos, arrastrados y abandonados en el fondo.

La resaca, al discurrir alrededor de un pequeño objeto enterrado en la arena, vacía un hueco de corta longitud en dirección al mar. El hueco que se formó tras una concha que enterré en la arena tenía unos dos centímetros de longitud; el agua saliente había adquirido turbulencia suficiente para elevar los granos de arena y arrastrarlos aquella distancia.

Las olas dejan en la arena múltiples y variados dibujos. En la bajamar Golrick y yo descubrimos huellas de forma cóncava desigualmente distribuidas, y con la concavidad hacia el mar. Esas huellas delimitaban el alcance máximo de las olas que habían llegado a la playa durante la pleamar. Cada ola arrastra consigo arena en su recorrido por la playa; arena que deposita en el punto de su máximo alcance antes de retroceder. Mientras la marea asciende, la resaca borra la mayoría de esas líneas; pero, cuando empieza a retroceder, sobre la playa queda un conjunto de señales que marcan el alcance de las olas.

En ciertas playas, entre una huella de alcance de ola y el mar quizá sea posible descubrir unas señales más pequeñas en forma de diamante que deja la resaca. Willard Bascom trata de ellas en su libro *Waves and Beaches: The Dynamics of the Ocean Surface*, que constituye una fuente de información inestimable para todo estudioso de la física de las playas. En su opinión tales huellas las origina la resaca en las playas dotadas de un buen declive. Si éste es suave, la lentitud de la resaca impide que excave tales valles en miniatura, pero aun así podrán descubrirse líneas pequeñas e irregulares que apunten más o menos hacia el mar.

En las playas de arena aparecen gran número de pequeños abultamientos, a modo de cúpulas o domos, que forma el agua embebida por la arena. Efectivamente, antes de la llegada del agua, los espacios comprendidos entre los granos de arena están casi todos llenos de aire, al cual impulsará hacia arriba el agua cuando ésta se hunda en el suelo a través de pequeñas aberturas. Estas suelen ser localizables por las burbujas que crea el aire saliente en el seno del agua circundante.

Se forma un domo cuando un conjunto de capas de arena sucesivamente más profundas resulta afectado por el agua de hundimiento. Una primera ola humedece una capa de arena próxima a la superficie. Luego, si pene-

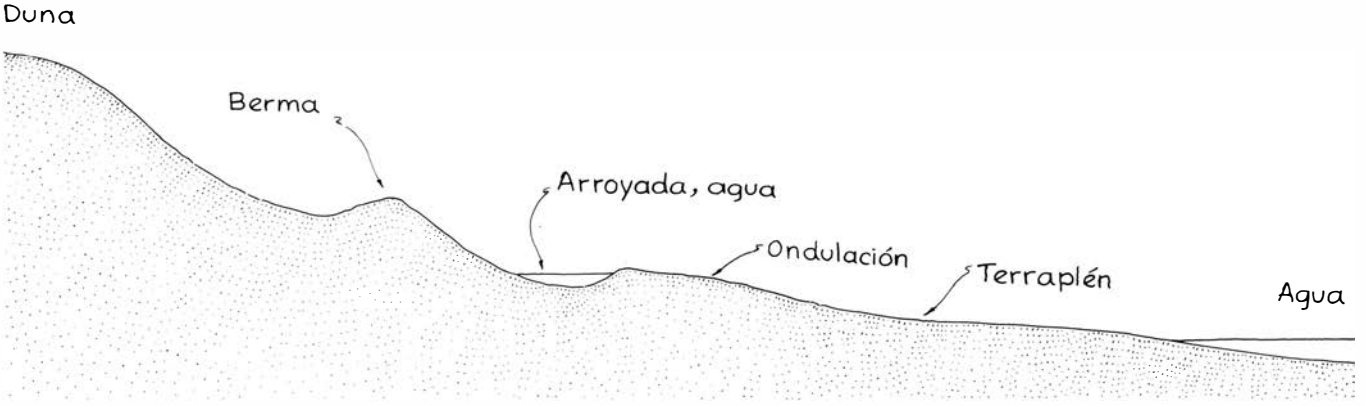
tra más agua procedente de olas posteriores, el aire que se encuentre en las zonas de arena más profundas quedará atrapado por la capa superior de arena humedecida. Entonces, el agua que se infiltre entre los granos de la arena más profunda aumentará la presión del aire retenido, y éste empujará la superficie de la arena formando un domo.

Tanto en la zona húmeda de la playa ya abandonada por la marea, como en la que aún están barriendo las olas, se descubren sistemas de ondas de arena con longitudes de onda del orden de centímetros. Son éstos estructuras complicadas nacidas del movimiento del agua, al que a su vez alteran. Bascom describe dos tipos. En uno de ellos, el movimiento del agua hace que oscilen las crestas de las ondas de arena, desplazando en vaivén los granos en el seno de la onda. En el segundo tipo las crestas permanecen casi estacionarias y, el agua, cuando pasa por ellas, levanta torbellinos en los senos. Se puede observar la decantación de los granos de arena de un torbellino a la vez que desciende el nivel del agua de retroceso.

El agua que queda en un seno suele drenarse a lo largo de la longitud del mismo, ya que las ondas de arena rara vez son exactamente perpendiculares a la pendiente de la playa. La brisa envía multitud de ondas de capilaridad a lo largo de los senos llenos de agua. Estos posibilitan la visión de las ondas de arena, aunque sean someras, ya que las crestas sobresalen por encima del agua que discurre por ellos.

La forma de las ondas de arena depende de la rapidez del oleaje. Su abanico se extiende desde pequeñas ondulaciones hasta grandes dunas. Las dunas modifican la corriente de agua. Cuando las ondas de agua están en oposición de fase con las dunas, el agua que discurre sobre una de éstas se transforma en un vórtice que se abre paso hacia el valle existente entre esa duna y la siguiente. A causa del movimiento del agua, las formas de las dunas son irregulares. Cuando las ondas que forma el agua en movimiento están en fase con las dunas, la forma de éstas es más lisa y redondeada.

A mayor escala, cualquier playa normal suele mostrar variaciones de altura superpuestas al declive que conduce al mar. Esta estructura se aprecia mejor en la bajamar. En la parte superior de la playa están las dunas que definen el límite más alto de la misma. Por debajo de ellas, la arena forma una pequeña elevación, llamada berma, que señala el alcance del agua en la pleamar. En la



Configuración de una playa

bajamar, entre la berma y el mar puede extenderse otra ondulación de arena; y entre ésta y la berma quizá se vea una pequeña charca de agua, que es la arroyada. Desde la ondulación hasta la línea de bajamar puede correr un terraplén de arena.

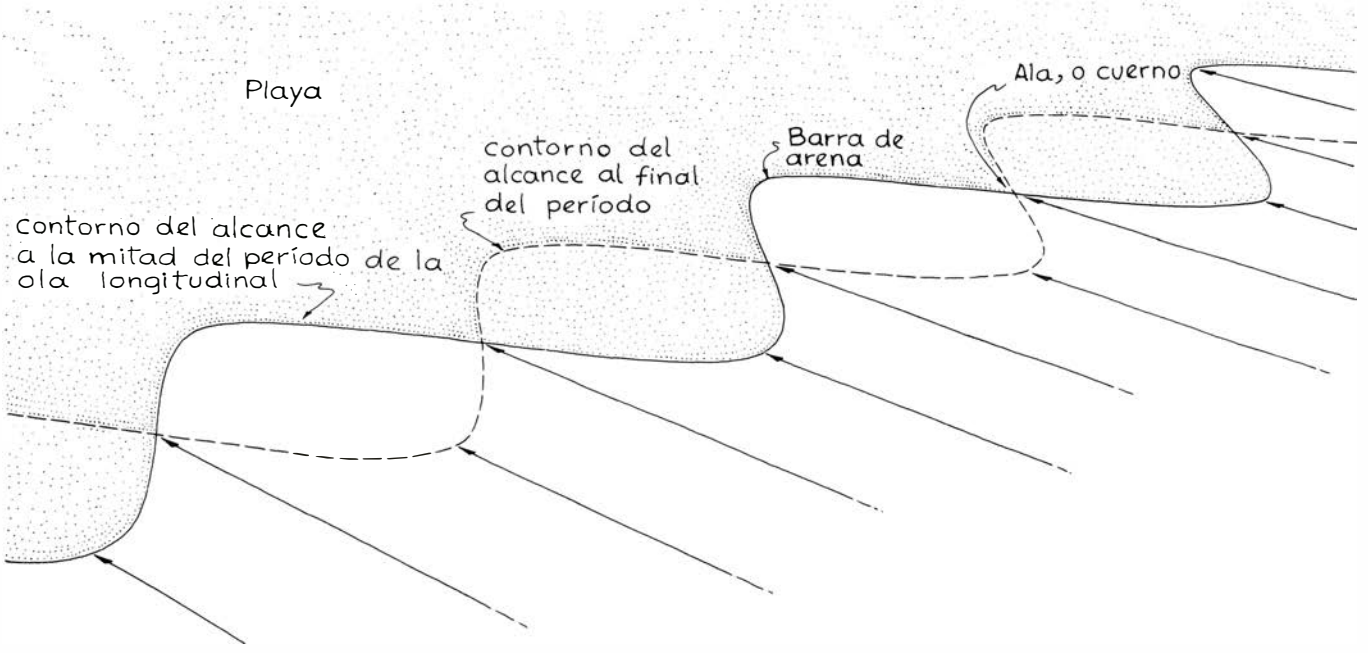
La creación y destrucción de esos relieves es tema que preocupa muchísimo a los expertos que se ocupan de la erosión de las playas. Una tempestad fuerte probablemente los altere radicalmente; pero, aun sin tempestades, las mareas los modifican poco a poco.

Las playas que rodean al lago Erie no muestran los efectos de la marea y parecen afectarles más las tormentas que el movimiento gradual de la arena ascendiendo por la ribera. En un punto de ésta, cercano a Cleveland, el fondo del lago cae abruptamente a sólo un metro aproximadamente de la línea de alcance máximo de las olas. Estas dejan una ondulación de arena más estrecha pero más prominente que las de Kiawah Island. No descubrí arroyadas junto al lago, aunque los detritos de pleamar tierra adentro de la ondulación parecen indicar que, a veces, las olas llegan más allá de ésta.

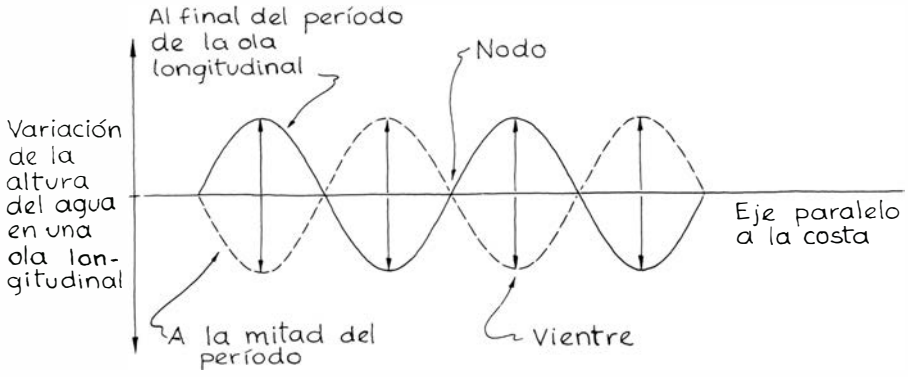
En muchas playas se ven barras de arena, que constituyen uno de los efectos más bellos y extraños que puedan darse en ellas. Una barra de arena se forma a base de una capa de agua muy fina que traza una curva horizontal a la vez que barre el declive de la playa. Entre una barra y la siguiente aparece una porción de playa que describe una curva en sentido contrario. Su diámetro varía entre menos de un metro, a orillas de un lago, hasta 100 kilómetros, o más, en el caso de costas marítimas. Estas últimas son formas a gran escala, conocidas también por barras gigantes o ritmos costeros. Por causa de su espaciado irregular, en según qué puntos no es raro que no caigamos en ellas; pero en otros lugares, su periodicidad es tan precisa que la orilla parece artificial.

Bascom explica que las barras de arena mantienen su forma merced a la interacción de dos olas que incidan consecutivamente sobre la orilla. La primera de ellas penetra en una barra ya existente arrastrando consigo una cantidad de arena. Entonces, esa ola se divide de modo que la arena es transportada al borde interno de la barra. Durante la resaca, el agua fluye hacia el centro de la barra, cuya forma cóncava la canaliza hacia el mar.

En la desembocadura de dicha concavidad la segunda ola, a su llegada, se ve refrenada por la resaca, mientras que por las alas de la barra avanza prác-



Formación de las barras de arena por la interacción de las olas de arribada con las olas longitudinales



Variaciones de una ola longitudinal paralelamente a la costa

ticamente sin impedimento. Por tanto, podrá acarrear más arena y depositarla a lo largo del borde interno de la barra. Este proceso continúa con las olas sucesivas.

Hasta hace poco se desconocían los orígenes de la periodicidad de las formaciones en barra de arena a lo largo de las costas. Actualmente, varios investigadores, entre ellos Anthony J. Bowen, de la Universidad Dalhousie, y Robert T. Guza y Douglas L. Inman, de la Institución Oceanográfica Scripps, la atribuyen a las olas longitudinales, que son olas que se generan junto a la orilla por acción de otras olas provenientes de aguas profundas.

Tal como se representa en la ilustración superior de esta página, la altura de las olas longitudinales varía a lo largo de un eje paralelo a la costa. Los puntos de altura máxima y mínima son vientres y entre éstos se encuentran los nodos, puntos en los que no varía el nivel del agua. (En la ilustración se representan únicamente las variaciones de altura debidas a las olas longitudinales; ya que en una playa las variaciones debidas a las olas procedentes de aguas profundas se superponen a las longitudinales para dar las diferencias que se observan en la altura del agua.)

Vista en sección transversal a lo largo de un eje perpendicular a la orilla, una onda longitudinal está constituida por varios modos que representan variaciones de su amplitud; éstos se muestran en la ilustración inferior de esta misma página. En su modo más sencillo, la amplitud de la ola longitudinal decae ininterrumpidamente en dirección al agua profunda; este es el modo cero. Voy a centrarme en él, ya que parece el máximo responsable de los relieves que crean en las playas las olas longitudinales.

Resulta difícil observar a veces las olas longitudinales en las playas naturales, porque las olas procedentes de aguas profundas varían muchísimo de forma, tamaño y dirección, sin olvidar las irregularidades del fondo. Para simplificar las cosas Guza e Inman hicieron sus ensayos en Scripps con olas longitudinales que creaban en un estanque. Para simular la playa emplearon un tramo inclinado de hormigón y para generar las olas de aguas profundas se valieron de un émbolo.

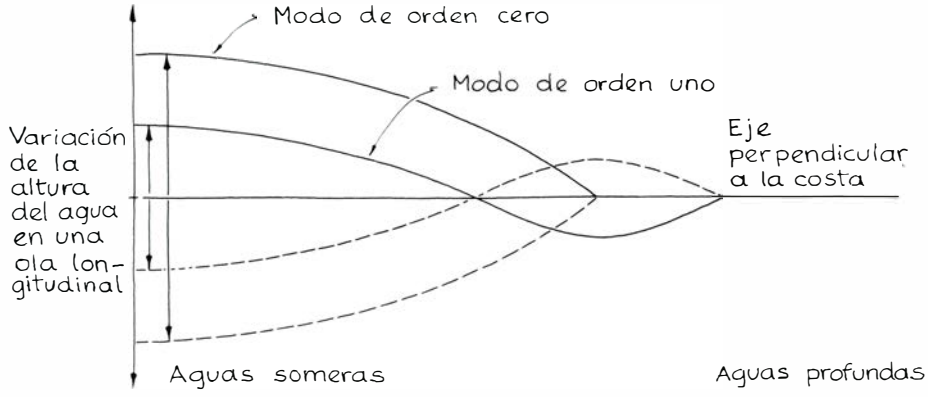
El alcance de las olas procedentes de aguas profundas era siempre el mismo en los nodos de las olas longitudinales. En un vientre dado el alcance variaba periódicamente, siendo máximo cuando la ola ascedente estaba en fase con el nivel máximo de la ola longitudinal, y mínimo cuando ambos estaban en oposición de fase.

Como el período de las variaciones de altura de las olas longitudinales era doble que el de las olas de aguas profundas, observaron que la interferencia constructiva se alternaba con la destructiva. Así, cuando una ola de aguas profundas que llegaba a un vientre determinado interfería constructivamente con la ola longitudinal, dando una carrera larga, la siguiente interfería destructivamente y la carrera era corta. Como esa interferencia periódica tenía lugar en todos los vientres a lo largo de la orilla, el límite entre el hormigón húmedo y el seco tomaba la forma de una sucesión de contornos de medias lunas centradas en los vientres. Los cuerpos de estas medias lunas marcaban los nodos.

Para imitar una playa erosionable Guza e Inman cubrieron el hormigón con una capa delgada de arena fina, añadiendo más conforme se desarrollaban las olas longitudinales. En los vientres de éstas, el chapoteo del agua erosionaba la arena. En cada carrera máxima la arena se elevaba y quedaba en suspensión para volver a depositarse luego en la zona de los nodos. De inmediato aparecieron las características formaciones en media luna propias de las barras de arena y, pasado un tiempo, los cuernos de las medias lunas se alargaron hacia el agua más profunda y su altura creció.

A medida que se añadía más arena, ésta se concentraba cada vez más en el centro de la barra, donde el flujo del agua era menos vigoroso. Al poco rato, cada una de las barras se dividía en dos, duplicándose así la periodicidad de las barras a lo largo de la orilla. Esta organización de una periodicidad pequeña superpuesta a otra predominante de mayor envergadura puede observarse igualmente en algunas playas naturales.

Al ir añadiendo todavía más arena, comenzó a desintegrarse la agrupación de barras. Evidentemente, las formaciones de arena comenzaron a interferir con las olas procedentes de aguas profundas y con la capacidad de éstas para generar olas longitudinales. Posiblemente lo que suceda en una playa real es que las olas afluentes inyecten energía a las olas longitudinales, hasta que éstas hayan redistribuido cierta cantidad de arena. Luego, cesa la transferencia de energía y desaparecen las formaciones de arena.



Variaciones de una ola longitudinal perpendicularmente a la costa

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

DIOXIDO DE CARBONO Y CLIMA MUNDIAL

ON THE DISTRIBUTION OF CLIMATE CHANGE RESULTING FROM AN INCREASE IN CO_2 CONTENT OF THE ATMOSPHERE. Syukuro Manabe y Richard T. Wetherald en *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 37, n.º 1, págs. 99-118; enero, 1980.

MAJOR CLIMATIC EVENTS ASSOCIATED WITH A PROLONGED CO_2-INDUCED WARMING. Hermann Flohn. Institute for Energy Analysis, Oak Ridge Associated Universities, octubre, 1981.

LA FARGA CATALANA

LA FARGA CATALANA. A. Gallardo y S. Rubió. Barcelona, 1930.

LA FARGA CATALANA. Pere Molera i Solà. Dopesa; Barcelona, 1980.

METALURGIA GENERAL. F. R. Morral, E. Jimeno y P. Molera. Editorial Reverté, S. A.; Barcelona, 1982.

LAS CORONAS DE LAS GALAXIAS

ON A POSSIBLE INTERSTELLAR GALACTIC CORONA. Lyman Spitzer, Jr., en *The Astrophysical Journal*, vol. 124, n.º 1, págs. 20-34; julio, 1956.

ULTRAVIOLET ABSORPTION BY INTERSTELLAR GAS AT LARGE DISTANCES FROM THE GALACTIC PLANE. Blair D. Savage y Klaas S. de Boer en *The Astrophysical Journal*, vol. 243, n.º 2, 1.ª parte, págs. 460-484; 15 de enero de 1981.

SEARCHING BETWEEN THE STARS. Lyman Spitzer, Jr. Yale University Press, 1982.

GAS IN THE GALACTIC HALO. D. G. York en *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, en prensa.

LA ALERGIA

THE MAST CELL: ITS ROLE IN HEALTH AND DISEASE. Dirigido por J. Pepys y A. M. Edwards. University Park Press, 1979.

THE MAST CELL—A FASCINATING RIDDLE. Michael A. Kaliner en *The New England Journal of Medicine*, vol 301, n.º 9, págs. 498-499; 30 de agosto de 1979.

IMMUNOLOGICAL AND CLINICAL ASPECTS OF ALLERGY. Dirigido por M. H. Lessof. J. B. Lippincott Co., 1981.

ANALYSIS OF TRIGGERING EVENTS IN MAST CELLS FOR IMMUNOGLOBULIN E-MEDIATED HISTAMINE RELEASE. Teruko Ishizaka en *The Journal of Allergy and Clinical Immunology*, vol. 67, n.º 1, 2.ª parte, págs. 90-96; enero, 1981.

DIFUSION SUPERFICIAL

FIELD EMISSION AND FIELD IONIZATION. Robert Gomer. Harvard University Press, 1961.

FUNDAMENTALS OF STATISTICAL AND THERMAL PHYSICS. F. Reif. McGraw-Hill Book Company, 1965.

FIELD ION MICROSCOPY: PRINCIPLES AND APPLICATIONS. Erwin W. Müller y Tien Tzou Tsong. American Elsevier Publishing Co., 1969.

CHEMISORPTION ON METALS. Robert Gomer en *Solid State Physics*, vol. 30, págs. 93-225; 1975.

DIFFUSION OF HYDROGEN AND DEUTERIUM ON THE 110 PLANE OF TUNGSTEN. Rocco DiFoggio y Robert Gomer en *Physical Review B*, vol. 25, n.º 6, págs. 3490-3511; 15 de marzo de 1982.

COEVOLUCION DE MARIPOSAS Y ENREDADERAS

PLANT CHEMISTRY AND THE EVOLUTION OF HOST SPECIFICITY: NEW EVIDENCE FROM *HELICONIUS* AND *PASSIFLORA*. John Smiley en *Science*, vol. 201, n.º 4357, págs. 745-747; 1978.

FOOD WEB ORGANIZATION AND THE CONSERVATION OF NEOTROPICAL DIVERSITY. Lawrence E. Gilbert en *Conservation Biology: An Evolutionary-Ecological Perspective*, dirigido por Michael E. Soulé y Bruce E. Wilcox. Sinauer Associates, 1980.

INSECTS AS SELECTIVE AGENTS OF PLANT VEGETATIVE MORPHOLOGY: EGG MIMICRY REDUCES EGG LAYING BY BUTTERFLIES. Kathy S. Williams y Lawrence E. Gilbert en *Science*, vol. 212, n.º 4493, págs. 467-469; 24 de abril de 1981.

OFIOLITAS

OPHIOLITES: ANCIENT OCEANIC LITHOSPHERE? Robert G. Coleman. Springer-Verlag, 1977.

OPHIOLITES: PROCEEDINGS OF AN INTERNATIONAL OPHIOLITES SYMPOSIUM HELD IN NICOSIA, CYPRUS IN 1979. Dirigido por A. Panayiotou. Geological Survey Department, Nicosia, Cyprus, 1980.

THE SEA, VOL. 7: THE OCEANIC LITHOSPHERE. Dirigido por C. Emiliani. John Wiley & Sons, Inc., 1981

EL CASO GALILEO

THE CRIME OF GALILEO. Giorgio de Santillana. University of Chicago Press, 1955.

DISCOVERIES AND OPINIONS OF GALILEO. Stillman Drake. Doubleday Anchor Books, 1957.

GALILEO GALILEI: A BIOGRAPHY AND INQUIRY INTO HIS PHILOSOPHY OF SCIENCE. Ludovico Geymonat. McGraw-Hill Book Company, 1965.

THE CENSORSHIP OF COPERNICUS' *DE REVOLUTIONIBUS*. Owen Gingerich en *Annali dell'Istituto Museo di Storia della Scienze di Firenze*, vol. 4, n.º 2, págs. 45-61; 1981.

TEMAS METAMAGICOS

THE COMPLEAT STRATEGYST. J. D. Williams. McGraw-Hill Book Company, 1954.

GAME THEORY: MATHEMATICAL MODELS OF CONFLICT. A. J. Jones. Ellis Horwood, Ltd., 1980.

A UNIFIED MODEL FOR BARGAINING AND CONFLICT. Douglas Heckathorn en *Behavioral Science*, vol. 25, págs. 261-284; 1980.

TALLER Y LABORATORIO

EDGE WAVES AND BEACH CUPS. Robert T. Guza y Douglas L. Inman en *Journal of Geophysical Research*, vol. 80, n.º 21, págs. 2997-3012; 20 de julio de 1975.

BREAKING WAVES. E. D. Cokelet en *Nature*, vol. 267, n.º 5614, págs. 769-774; 30 de junio de 1977.

EDGE WAVES AND SURF BEAT. Anthony J. Bowen y Robert T. Guza en *Journal of Geophysical Research*, vol. 83, n.º C4, págs 1913-1920; 20 de abril de 1978.

WAVES AND BEACHES: THE DYNAMICS OF THE OCEAN SURFACE. Willard Bascom. Doubleday Anchor Books, 1980.

Taller y laboratorio

Cuando se somete a vibración una mezcla de polvos diferentes, éstos parecen cobrar vida

Jearl Walker

Se hallaba Geoffrey Bate, de la Verbatim Corporation, Sunnyvale, California, mezclando polvo castaño (Nestea) con otro anaranjado (Tang), con el propósito de preparar una bebida llamada té ruso, cuando advirtió un hecho extraño. Pese a agitar vigorosamente los ingredientes, éstos no se mezclaban de una manera uniforme; islotes anaranjados duraban y perduraban en un mar castaño. ¿Por qué? A mí se me ocurren dos razones: primera, al agitar los polvos, éstos adquieren carga eléctrica y luego se repelen electrostáticamente; segunda, uno de los polvos puede ser un poco más fino que el otro y que, por ello, los granos de ambos propendan a aposentarse de un modo desigual.

Bate planteó el tema a A. D. Moore, de la Universidad de Michigan, experto en electrostática, entre otras cosas. Le contestó que la carga eléctrica creada por las sacudidas había de ser demasiado débil e incapaz de mantener separados conglomerados de polvo de ese tamaño. Más todavía. Resultaba dudoso que la repulsión electrostática formara agolpamientos de polvos tan nítidamente definidos. Moore concluyó que la separación debía proceder de alguna diferencia entre las características mecánicas de los granos.

También yo eché mi cuarto a espadas. Me serví de un vaso transparente de laboratorio que me permitiera observar lo que ocurría en el fondo y en la superficie a la vez. Con medio centímetro aproximadamente de Nestea dentro del vaso, comencé a añadir cucharaditas de Tang, que se superponía al Nestea hasta que agitaba suavemente el recipiente. A cada sacudida, se hundía en el Nestea cierta cantidad de Tang. Cuando había muy poco Tang, desaparecía enseguida pero, cuando volvía a verter cierta cantidad, a cada sacudida se hundía parte del recién añadido, al tiempo que afloraban islotes del que había añadido antes.

Por el fondo del vaso podía observar el crecimiento de la zona anaranjada conforme añadía más Tang y agitaba. El polvo se escurría hacia el fondo del vaso. Si lo agitaba con fuerza, o lo inclinaba levemente, asomaban a la superficie bolsas del Tang antes hundido. Los granos de Tang son notoriamente más pequeños que los de Nestea; por ello, me pareció claro que, con las sacudidas, los granos de Tang se escurrían cada uno lentamente hacia abajo por entre los de Nestea.

Como prueba adicional lo introduje todo en un mortero y molí la mezcla con una maja para uniformizar más el tamaño de los granos. Al verter luego los polvos en el vaso y agitar, se esfumaron los islotes de color. Los polvos se mezclaban uniformemente porque el tamaño de los granos ya era más parejo.

Para asegurarme de que los islotes que se formaban en la mezcla primitiva no tenían nada que ver con mi modo de agitar, hice un montaje consistente en un oscilador de audiofrecuencia que excitaba un altavoz, cuya misión era agitar los polvos regularmente. La señal del oscilador alimentaba el altavoz a través de un amplificador. Coloqué el altavoz hacia arriba encima de una mesa; a su boca aseguré con cinta adhesiva la mitad de un envase metálico de los que sirven para guardar rollos de película cinematográfica. Dentro de este recipiente vertí una pequeña pila de Nestea y, sobre ésta, una capa de Tang. Luego puse en marcha el oscilador, a una frecuencia senoidal de 64 hertz, e incrementé progresivamente la señal de salida del amplificador hasta que el polvo comenzó a moverse. Casi al instante, el Tang se hundió en el Nestea.

Los granos que se separaban del montón principal vibraban con energía y avanzaban hacia el cerco del recipiente, donde la vibración creada por el altavoz era mínima. La explicación de ese movimiento no encerraba mayor dificultad. Las vibraciones verticales del recipiente proyectaban los granos hacia arriba, ligeramente desviados hacia un lado. Al final, el centro del plato, donde la oscilación tenía la máxima intensidad, acababa desprendiéndose de todos los granos, que se reunían, como era de esperar, en la zona de oscilación mínima. Cuando todo el plato vibraba débilmente, apenas se movía el montón de polvo. Con una vibración algo más intensa, comenzaba a desplazarse en bloque hacia el cerco. A la vibración máxima, el montón se desintegraba en granos separados que se trasladaban hacia el cerco.

La tendencia del montón a desplazarse sin disgregarse para las intensidades de vibración medias me tuvo sorprendido hasta que comprendí que el peso del montón reducía la vibración en esa zona. Entonces, en lugar de separarse en granos aislados, el montón se levantaba en bloque por el aire y, al ser la vibración más fuerte en la parte central del recipiente, se trasladaba gradualmente hacia el cerco.

Este montaje para poner en vibración los polvos está inspirado en un experimento que Ernst F. F. Chladni, físico sajón, especialista en acústica, hizo clásico. Mostró en 1787 que, cuando vibra una placa plana, los granos de arena que se hayan rociado sobre la misma se reúnen paulatinamente en los nodos, o lugares donde la vibración es nula o muy reducida. Así, las distribuciones que adquieren los polvos, las hoy llamadas figuras de Chladni, revelan las características vibratorias de la placa, pues señalan la posición de los nodos. La ausencia de arena (o polvo) indica la de los vientres, donde la intensidad de vibración es máxima.

Cuando Chladni sustituyó la arena por un material más fino, como polvo de licopodio, descubrió que la vibración lo acumulaba en los vientres. Cuando en la placa ponía arena y polvo de licopodio a la vez, y la hacía vibrar, la arena y el polvo iban cada uno por su lado. ¿Por qué se corren hacia los nodos los granos grandes y hacia los vientres los más pequeños? La explicación tradicional es que el polvo fino, una vez en el aire, es atrapado por una leve co-

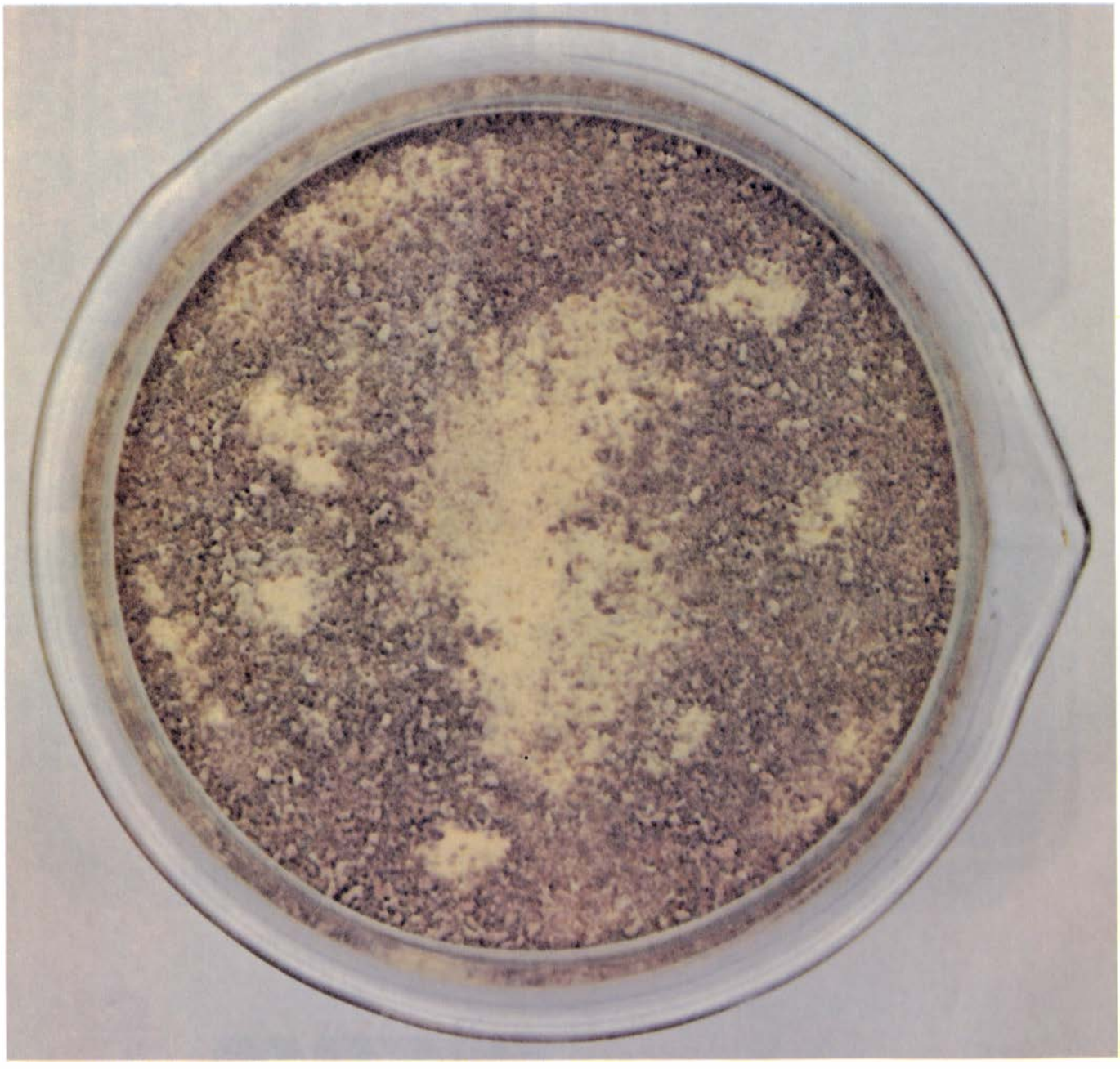
rriente de aire que circula por encima de la placa en vibración y transportado gradualmente por ella hacia los vientres. Volveremos sobre este extremo.

Cuando procedí a observar, en mi dispositivo de placa vibrante, el comportamiento del Nestea y el Tang en comparación con la arena me encontré con varias cosas raras. La primera apareció cuando vertí una pila de Tang sobre el plato al objeto de examinar de qué modo la afectaban las variaciones de la amplitud de vibración. Sucedió que, cuando me hallaba aumentando la amplitud, el montón comenzó súbitamente a recogerse y estrecharse por la base y a alargarse por la cúspide. Los granos se desprendían de ésta y rodaban por las laderas, pareciéndome que volvían a introducirse en el montón por el fondo de éste.

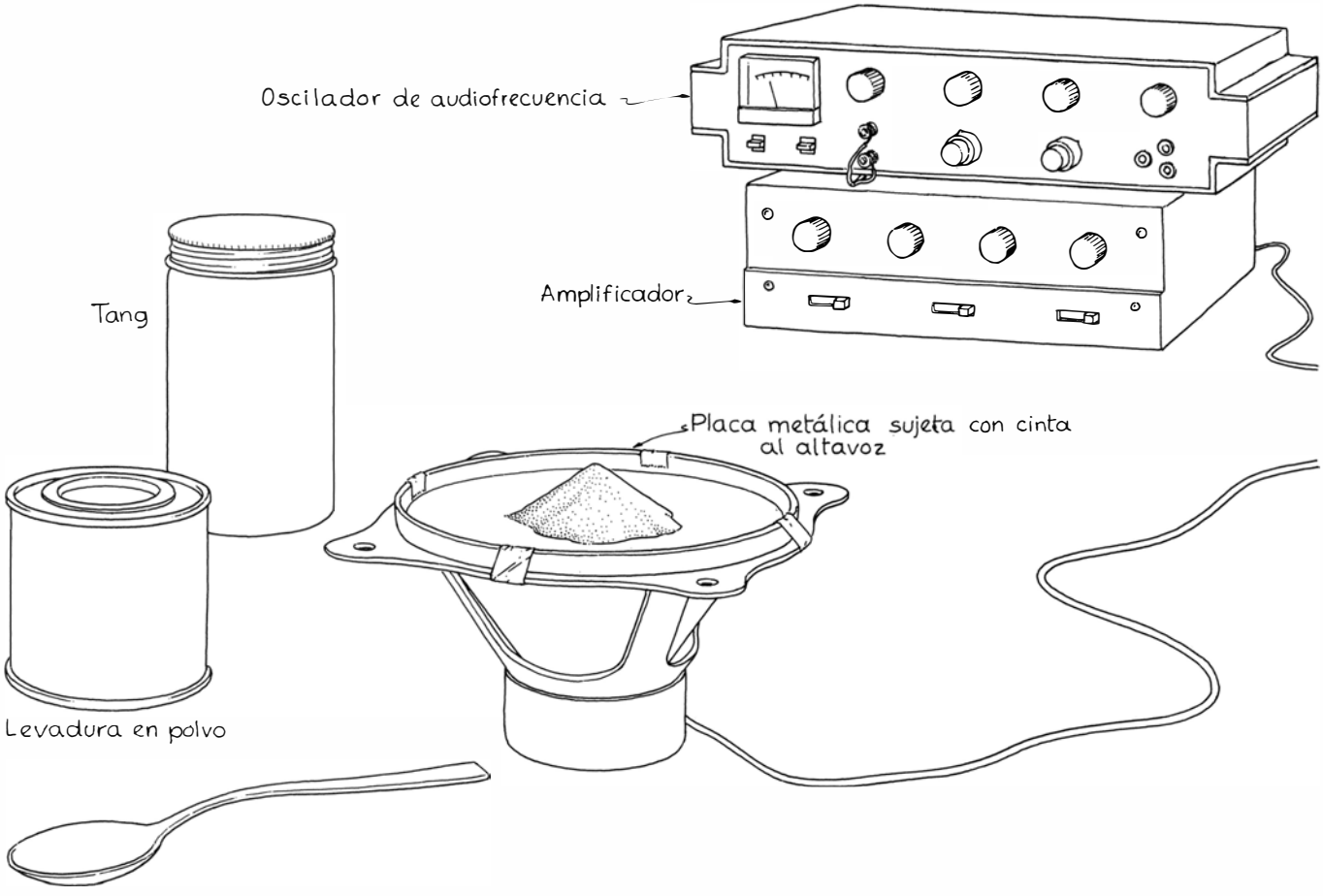
Me quedé pasmado. Un montón inerte de naranja en polvo había cobrado animación. El Tang circulaba, moviéndose, a lo que parecía, por el fondo del montón hacia el centro de éste, elevándose luego hasta la cúspide y rodando finalmente por las laderas para iniciar otra vez el recorrido.

Para seguir la circulación interna añadí una pizca de Tang violeta a modo de trazador. Lo apilé en el centro del plato y lo cubrí con una buena cantidad de polvo anaranjado. Subí entonces la amplitud de las vibraciones hasta más allá del punto en que cabría esperar la iniciación de la circulación interna. Enseguida comenzaron a brotar granos violeta por la cúspide del montón, cerca del centro; rodaban luego por las laderas para terminar desapareciendo lentamente en la base.

Probando con el polvo de licopodio en mi dispositivo (puede servir levadura en polvo), volví a descubrir un umbral por encima del cual el montón se contraía por la base y se alargaba por la cúspide. En este caso, la circulación interna parecía más vivaz que con Tang. La sometí a prueba enterrando unos cuantos granos de Tang violeta cerca de la cúspide del montón. Nuevamente se abrieron camino hasta el remate de la pila y rodaron pendiente abajo.



Islas de Tang en un mar de Nestea



Montaje para hacer vibrar regularmente polvos de dos tipos diferentes

Si hacía vibrar moderadamente el montón de polvo de licopodio, en la cúspide se formaban complicadas ondulaciones que descendían por la falda, a velocidad aparentemente menor que los granos que rodaban por ella. A veces pude vislumbrar lo que ocurría al descender pendiente abajo una de las crestas. El polvo hacía crecer en su caída la cresta, hasta que ésta se volvía demasiado pesada para el polvo situado debajo y, entonces, éste se deslizaba en masa una corta distancia, como un alud; allí se restablecía la cresta. Esta secuencia proseguía hasta que la cresta alcanzaba la base del montón.

Más de una vez llegué a crear configuraciones estacionarias. De la cima a la base parecían formarse alineaciones de polvo que se deslizaba sin parar. Entre ellas se veían zonas hundidas en las que se apreciaba poco movimiento de polvo. A veces una ondulación solitaria ascendía por la ladera. Este extraordinario movimiento dependía de que se ajustase cuidadosamente la amplitud de la vibración; cualquier leve incremento de ésta por encima de la necesaria hacía que ondas de pequeños aludes se deslizaran pendiente abajo.

Con el canto de una cuchara toqué la cima de un montón de polvo de licopodio animado de movimiento circulante. La vibración que pude percibir fue escasa; ello sugería que la porción de polvo que remataba el montón era poco compacta. Con Tang noté mucha más vibración; el montón, más sólido al tacto ahora, seguía siendo poco compacto en su parte superior.

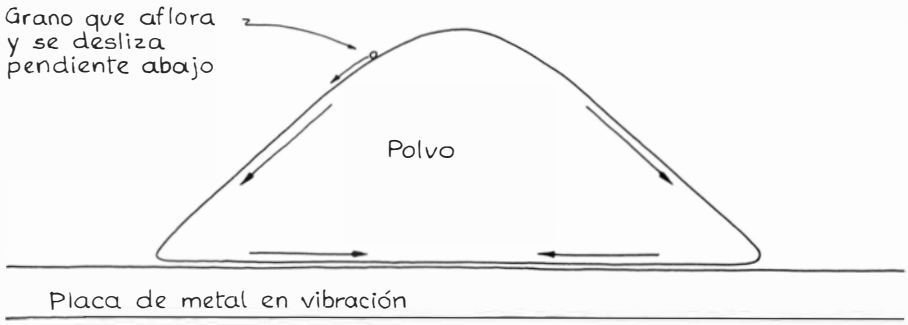
Al trabajar de nuevo con Tang encima de Nestea, descubrí que la vibración hacía que el primero se hundiera en el segundo, pero observé asimismo que la circulación interna era causa de que por la cima emergieran granos de Nestea. Por lo habitual, éstos se agitaban erráticamente y, luego, caían ladera abajo una corta distancia, para repetir allí el proceso. Por otra parte, los granos gruesos que llegaban a la base se separaban del montón y sólo volvían a entrar en él los más finos. Como los granos de Nestea eran visiblemente más gruesos que los de Tang, en la base del montón se desarrollaba una pequeña segregación de los polvos.

Probé a soplar levemente sobre el polvo, creyendo que se esparcería uniformemente hacia el cerco del recipiente. En vez de ello, lo que ví era una zona pelada en el centro y después bandas de colores: un anillo anaranjado y luego uno castaño, más separado, que parecía un poco más alto. Evidentemente, las partículas de Nestea recibían más impulso que las de Tang y mi aliento las alejaba más del centro.

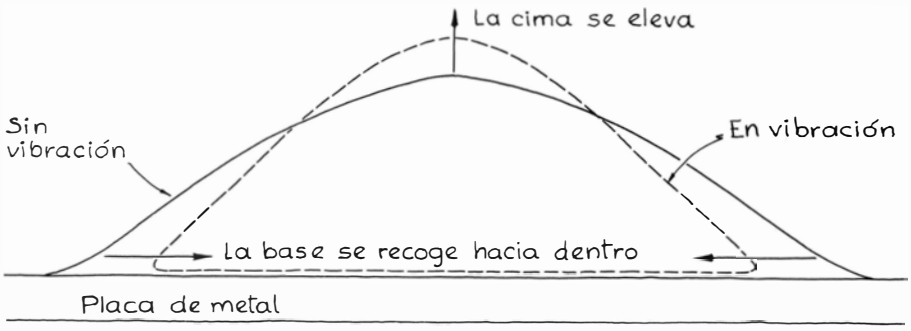
Con polvo desparramado uniformemente en el recipiente, aumenté la intensidad de la vibración, lo suficiente para que los granos se pusieran a bailar. Ante mi sorpresa, al llegar a una vibración umbral, se formaron cúmulos de polvo fino, los cuales comenzaron a deambular como amebas por la superficie del plato, fusionándose casi siempre que se encontraban y, a veces, escindiéndose. Para una vibración un poquito menos intensa, se quedaban quietos y sólo seguían botando los granos gruesos.

Probé lo mismo con polvos de licopodio, para encontrar que aparecía un gran número de cúmulos. Es evidente que tal es la reacción de los polvos finos a una vibración intensa. Estos cúmulos resultaban blandos al toque de una cuchara, revelando que no eran compactos.

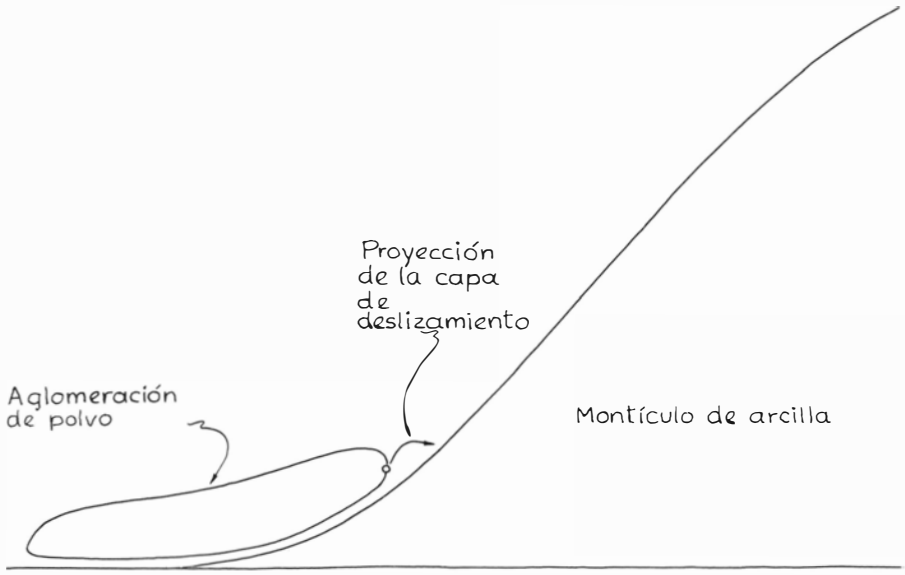
Aún me aguardaba otra sorpresa. Proponiéndome observar si un obstáculo en el fondo del recipiente podría



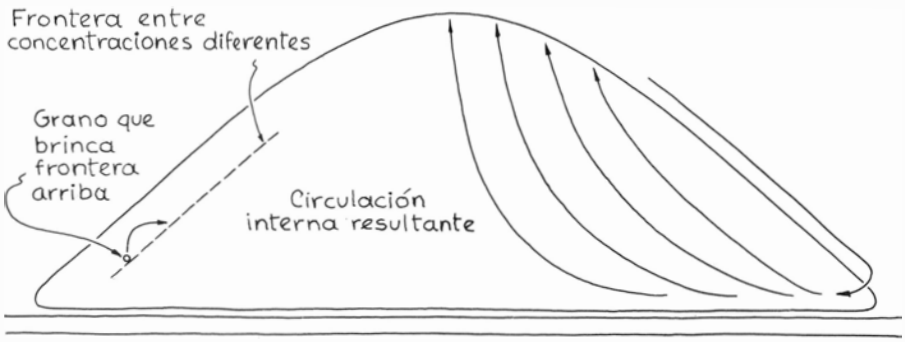
Circulación de los polvos dentro del montón



Cambio del contorno de un montículo de polvo a causa de las vibraciones



Perfil del ascenso del polvo por una pendiente durante las vibraciones



Mecanismo de la circulación interna

alterar el flujo de polvo, construí un montículo con arcilla de modelar. Para ello, hube de limpiar esmeradamente el metal y asegurarme así que la arcilla permanecería adherida a él cuando se iniciaran las vibraciones. El montículo tenía alrededor de un centímetro y medio de altura y era más o menos simétrico; lo puse en el centro del plato.

En torno al montículo distribuí polvo de licopodio e hice subir la vibración hasta la amplitud que iniciaba la agitación del polvo. Como antes, las capas de éste se estrechaban por la base y se estiraban en altura. Comenzaron también a trepar por el montículo. Aumentando la intensidad de la vibración conseguí que el polvo trepase hasta la cima. No podía dar crédito a mis ojos.

No tardó en llegar a la cúspide una cantidad de polvo tal que hubo de caer por un lado para reunirse en la base. Pero entonces se puso a circular alrededor de ésta para acabar iniciando otra ascensión hacia la cúspide. A veces, un reguero notoriamente ancho trepaba por un lado y descendía por otro formando una corriente continua. El polvo escalaba siempre pendientes de 45 grados y, en ocasiones, subía incluso declives más escarpados.

¿Tiene su origen este fenómeno en las corrientes de aire que levantan, al vibrar, el plato y la arcilla? No, al parecer. Para cerrar el paso a cualquier corriente de aire coloqué el filo de un cuchillo encima de uno de aquellos regueros animados. Ello no surtía efecto alguno, salvo que el cuchillo llegase a tocar físicamente las partículas que componían el reguero.

El polvo trepa sin dificultad para frecuencias de oscilación inferiores a 100 hertz; la mejor es la de 60 hertz, más o menos. Conforme aumentaba la amplitud de vibración podía ver elevarse el montón de polvo situado en la base del montículo. Entre el polvo y la arcilla parecía apreciarse una línea oscura. Mera ilusión causada por el hecho de que tanto el polvo como la arcilla oscilaban entrando y saliendo de aquella zona. En el extremo superior de un reguero ascendente, el polvo se proyectaba hacia arriba sobre la pendiente hasta que se acumulaba en cantidad suficiente para iniciar un alud descendente.

Si el polvo escalaba el montículo era quizá porque las vibraciones tendiesen a llevarlo hacia el centro del plato. Para verificar tal posibilidad, remodelé la arcilla en forma de dos montículos contiguos al centro. Entonces, el polvo que ponía en el valle que los separaba se apartaba de allí y subía por cada montículo.

Polvo de licopodio trepando por un montículo de arcilla de modelar sometida a vibración

Luego formé un anillo de arcilla rodeando un valle en el centro del recipiente, en el que puse una mezcla de Nestea, Tang y polvo de licopodio. Cuando aumenté las vibraciones hasta que el licopodio empezó a moverse, éste remontó la pequeña cordillera, pero los otros permanecieron en el valle. Mi suposición había sido que, si el licopodio podía escalar montículos, los otros polvos podrían también, con una amplitud de vibración suficiente.

Mi opinión es que la diferencia esencial entre las propiedades escalatorias de los polvos reside en que los de licopodio son particularmente cohesivos. El mecanismo de la escalada parece consistir en que, a cada semioscilación ascendente de la arcilla, ésta lanza unos cuantos granos hasta un punto situado un poco más cuesta arriba. Para mayor exactitud, la superficie de la arcilla se mueve hacia arriba, empuja la capa de polvo en contacto con ella y la ensancha, haciendo que la concentración de polvo sea menos densa. En tal situación, la capa de polvo más próxima a la superficie puede deslizarse hacia arriba y a lo largo del fondo de la capa a la cual normalmente se adheriría. Cuando la arcilla desciende, durante la segunda fase de cada vibración, el resto del conjunto de los polvos vuelve a caer sobre ella. Este efecto se repite a cada ciclo, lanzando cada vibración ascendente una nueva capa desprendida pendiente arriba. Finalmente, parte del material lanzado hacia arriba retrocede deslizándose por encima del reguero, llega al extremo inferior de éste y es arrastrado bajo el mismo. Incluso en un reguero que se haya formado en una

pendiente excesivamente escarpada para que pueda remontarla del todo, los granos circulan siempre pendiente arriba por el fondo del reguero y retroceden por la parte de encima.

La subida por una pendiente depende críticamente de la adhesión a la superficie por parte de los granos proyectados hacia arriba. Otro factor importante es la cohesión. Cuando se lanzan más granos a un tramo de la pendiente en la que ya hay granos procedentes de un lanzamiento anterior, parte del polvo nuevo permanece en su lugar gracias a su adherencia con la arcilla y a su coherencia con los otros granos. El Tang y el Nestea no remontan pendientes porque no poseen adhesión ni cohesión suficientes. Pero si se reduce cualquiera de ellos a un polvo más fino, entonces sí escalan pendientes.

Hice que un grano de tamaño grande trepase por un montículo de polvo de licopodio. Ajustando la intensidad de la vibración a un nivel bajo, un grano de Tang violeta subía por la pendiente en una sucesión de brincos. Tras cada brinco, el grano caía de nuevo sobre el licopodio, en el que practicaba un pequeño cráter, en cuyo interior quedaba retenido hasta el brinco siguiente.

Esta última serie de observaciones me proporcionaron la clave para entender por qué los granos de un montón sometido a oscilaciones se mueven hacia el centro y no en otra dirección. Cuando el plato vibra, lanza hacia arriba toda la pila de granos, de tal modo que la concentración de éstos decrece, haciéndose menor en la superficie y mayor en el fondo.

En la ilustración inferior de la página 164 se utiliza una línea quebrada para señalar la posición de los granos cuya concentración tiene un valor determinado. Por encima de esa frontera, la concentración será menor; por debajo, mayor. Consideremos un grano inmediatamente encima de ella. Con un movimiento ascendente del plato, ese grano se verá proyectado ligeramente pendiente arriba de la frontera. En la siguiente parte del ciclo, el grano y el montón regresan hacia abajo. Cabría esperar que el grano deslizase frontera abajo por lo menos la misma distancia que ascendió, pero no es así, ya que el rozamiento con los demás granos frena su resbalamiento. Resulta, por tanto, que el grano ejecuta un movimiento neto de ascensión a cada sacudida.

Cada grano del montón puede contemplarse como si perteneciera a una de esas líneas de demarcación. Así, a cada semioscilación ascendente, cada grano sube por la suya, porque la concentración es mayor encima de ella que bajo ella. Por tanto, el movimiento neto del material que forma la pila tiene lugar hacia el centro y hacia arriba de la figura en cuestión.

Tras haber elaborado esta explicación descubrí que Michael Faraday, más conocido por sus trabajos en torno al electromagnetismo, había publicado ya en 1831 un conjunto de observaciones similares, aunque con una explicación diferente. Advirtió que, si rociaba una placa vibrante con polvo de licopodio, se amontonaba en pequeños grupos que mostraban circulación interna. Para dar cuenta del fenómeno se fijó en la corriente de aire que levantaba el movimiento de la placa.

En su opinión, cada semioscilación ascendente alzaba la pila, con lo que el aire fluía por debajo de su base, arrastrando polvo nuevo desde el perímetro. Por tanto, crecía la cantidad de material amontonado. Pero si el aire fluía por debajo de la pila cuando ésta volaba, no cabía duda de que debería fluir hacia fuera cuando la misma descendiera. El razonamiento, sin embargo, no explica el movimiento que yo observé valiéndome de trazadores (hacia arriba, para salir por la cúspide y deslizar por la ladera).

¿Por qué la frecuencia de vibración óptima para inducir circulación interna se sitúa en torno a los 60 hertz? La respuesta se halla en un trabajo de R. A. Bagnold, ingeniero petrolero británico, acerca del movimiento de las sustancias granulares. Si la frecuencia de vibración de la placa es excesiva, el montón de granos nunca descenderá del todo de su vuelo antes de la vibración siguiente; antes bien, permanecerá más o menos estacionario en el aire, mientras que la placa golpeará repetidamente su fondo. Por otra parte, la frecuencia debe ser suficientemente alta para poner en movimiento los granos.

En junio les describí ciertos fenómenos endoópticos, refiriéndome a formas visibles aun cuando se originen dentro del ojo. Les dije entonces que las "moscas volantes" se debían totalmente a glóbulos sanguíneos procedentes de la retina. Algunos profesionales relacionados con la visión me han escrito para aclarar que, si bien las moscas volantes se deben a veces a glóbulos sanguíneos, lo más frecuente es que se trate de minúsculas porciones de humor vítreo desprendidas que deambulen en la capa acuosa situada delante de la fóvea.

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

MECANIZACION DEL TRABAJO

TECHNOLOGY AND SOCIAL CHANGE. Dirigido por Eli Ginzberg. Columbia University Press, 1979.

SERVICES/THE NEW ECONOMY. Thomas M. Stanback, Jr., y Thierry Noyelle. Allanheld, Osmun & Co. Publishers, Inc., 1981.

MECANIZACION DE LA AGRICULTURA

THE AGRICULTURAL TRACTORS, 1855-1950. Roy B. Gray. American Society of Agricultural Engineers, 1974.

WHEREBY WE THRIVE: A HISTORY OF AMERICAN FARMING, 1607-1972. John T. Schlebecker. Iowa State University Press, 1974.

AGRICULTURE IN THE UNITED STATES: A DOCUMENTARY HISTORY. Wayne D. Rasmussen. Random House, Inc., 1975.

MECHANIZATION OF COTTON PRODUCTION SINCE WORLD WAR II. Gilbert C. Fite en *Agricultural History*, volumen 54, páginas. 190-207; enero de 1980.

MECANIZACION DE LA MINERIA

75 YEARS OF PROGRESS IN THE MINERAL INDUSTRY, 1871-1946. Dirigido por A. B. Parsons. American Institute of Mining and Metallurgical Engineers, 1947.

COAL—A CONTEMPORARY ENERGY STORY. Kristina Lindbergh y Barry Provorse. Scribe Publishing Corp. y *Coal Age*, 1977.

ECONOMIC MINABILITY OF HARD COAL OCCURRENCES IN THE WORLD—INTERRELATIONSHIPS AND DEVELOPMENTS. Gunter B. Fettweis en *Gluckauf*, vol. 117, n.º 16, págs. 1019-1029; 20 de agosto de 1981.

MECANIZACION DEL DISEÑO Y DE LA FABRICACION

ROBOTICS IN PRACTICE. Joseph F. Engleberger. Kogan Page y Avebury Publishing Company, 1980.

COMPUTER APPLICATIONS IN MANUFACTURING. Thomas G. Gunn. Industrial Press Inc., 1981.

IMPLEMENTING CIM. George H. Schaffer en *American Machinist*, vol. 125, n.º 8, págs. 151-174; agosto, 1981.

MECANIZACION DEL COMERCIO

THE RELATIONSHIP BETWEEN MARKET STRUCTURE AND THE INNOVATION PROCESS. Gordon Raisbeck y Mark Schupack. Preparado por Arthur D. Little, Inc., para American Telephone and Telegraph Company, 1976.

THE WIRED SOCIETY. James Martin. Prentice-Hall, Inc., 1978.

NATIONAL TRANSPORTATION POLICIES THROUGH THE YEAR 2000. National Transportation Policy Study Commission. U.S. Government Printing Office, 1979.

MECANIZACION DE LAS TELECOMUNICACIONES

INTRODUCCIÓN A LAS REDES DIGITALES DE SERVICIOS INTEGRADOS. G. Robin y S. R. Treves en *Comunicaciones Eléctricas*, vol. 56, n.º 1, págs. 4-16; 1981.

LOS SERVICIOS DE TRANSMISIÓN DE DATOS DE LA COMPAÑÍA TELEFÓNICA NACIONAL DE ESPAÑA. José M.ª Pons Claret en *Novática*, vol. VII, n.º 37, págs. 31-42; 1981.

AN INTRODUCTION TO LOCAL AREA NETWORKS. David D. Clark, Kenneth T. Pogran y David P. Reed en *Proceedings of the IEEE*, noviembre, 1978; págs. 1497-1517.

MECANIZACION DEL TRABAJO DE OFICINA

A HIDDEN PRODUCTIVITY FACTOR. Vincent E. Giuliano en *Telephony*, vol. 199, n.º 3, págs. 30-36, 79; 21 de julio de 1980.

ECONOMICS AND VALUES IN THE INFORMATION SOCIETY. V. E. Giuliano en *Information Society: Changes, Chances, Challenges*. 14th International TNO Conference. The Netherlands Organization for Applied Scientific Research TNO, 1981.

OFFICE AUTOMATION: A SURVEY OF TOOLS AND TECHNIQUES. David Barcomb. Digital Press, 1981.

MECANIZACION DEL TRABAJO DE LA MUJER

THE "INDUSTRIAL REVOLUTION" IN THE HOME: HOUSEHOLD TECHNOLOGY AND SOCIAL CHANGE IN THE 20TH CENTURY. Ruth Schwartz Cowan en *Technology and Culture*, vol. 17, n.º 1, págs. 1-23; enero, 1976.

WOMEN, WORK, AND FAMILY. Louise A. Tilly y Joan W. Scott. Holt, Rinehart and Winston, 1978.

WOMEN AT WORK: THE TRANSFORMATION OF WORK AND COMMUNITY IN LOWELL, MASSACHUSETTS, 1826-1860. Thomas Dublin. Columbia University Press, 1979.

THE ECONOMICS OF WOMEN AND WORK. Dirigido por Alice H. Amsden. Penguin Books, 1980.

DISTRIBUCION DE TRABAJO Y RENTA

LIFETIME ALLOCATION OF WORK AND INCOME. Juanita Kreps. Duke University Press, 1971.

EXCHANGING EARNINGS FOR LEISURE: FINDINGS OF AN EXPLORATORY NATIONAL SURVEY ON WORK TIME PREFERENCES. Fred Best. Employment and Training Administration, U.S. Department of Labor, U.S. Government Printing Office, 1979.

MIKROELEKTRONIK: ANWENDUNGEN, VERBREITUNG UND AUSWIRKUNGEN AM BEISPIEL ÖSTERREICHS. Österreichisches Institut für Wirtschaftsforschung y Österreichische Akademie der Wissenschaften, con prólogo de Hertha Firnberg. Springer-Verlag, 1981.

TEMAS METAMAGICOS

MATTER, MIND, AND MODELS. Marvin L. Minsky en *Semantic Information Processing*, dirigido por Marvin L. Minsky. The MIT Press, 1968.

PROGRESS IN ART. Suzi Gablik. Rizzoli International Publications, Ltd., 1976.

MECHANISM, MENTALISM, AND METAMATHEMATICS. Judson C. Webb, D. Reidel Publishing Co., 1980.

TALLER Y LABORATORIO

THE SHEARING AND DILATATION OF DRY SAND AND "SINGING" MECHANISM. R. A. Bagnold en *Proceedings of the Royal Society of London*, vol. A295, págs. 219-232; 1966.

CHLADNI'S LAW FOR VIBRATING PLATES. Thomas D. Rossing en *American Journal of Physics*, vol. 50, págs. 271-274; 1982.

Taller y laboratorio

Interioridades del "bamboleo", movimiento que singulariza a las monedas y cilindros

Jearl Walker

Cuando ponemos de canto una moneda sobre una superficie lisa y le aplicamos una pulgarada enérgica, empieza a girar verticalmente. No dudará así mucho, en seguida bambolea y se inclina hasta que, acompañada de un sonsonete de frecuencia creciente, cae tumbada sobre el tablero. Cualquier objeto cilíndrico, una botella por ejemplo, puede someterse a bamboleo sobre su base; ahora bien, salvo que este movimiento sea tan vigoroso que provoque su caída, el objeto acabará quedándose derecho. No necesitamos un gran aparato experimental para descubrir secretos interesantes del comportamiento de esos objetos y de los factores que determinan que concluyan por caerse o "aguanten el tipo". Este artículo se basa en los trabajos de Lorne A. Whitehead y Frank L. Curzon, de la Universidad de Columbia Británica, de próxima publicación en el *American Journal of Physics*. Whitehead ha ideado un dispositivo para analizar este fenómeno y ha abordado su estudio matemático. Me he servido también de los trabajos originales de Martin G. Olsson, de la Universidad de Wisconsin en Madison.

El bamboleo presenta tres características fundamentales. En primer lugar, es periódico. Segundo, el objeto rueda sin deslizar en torno a su base. Tercero, el centro de masa del objeto se desplaza paulatinamente hacia abajo, aunque apenas se traslada en horizontal, a menos que se haya puesto a bailar con escasa habilidad.

Que dure un movimiento de bamboleo débese a que son mínimas dos pérdidas de energía. Por un lado, la falta de deslizamiento rebaja la energía perdida por roce entre el objeto y la superficie sobre la que éste gira; por otro, la ausencia de vibración del centro de masa y del punto de apoyo elimina pérdidas adicionales de energía.

En la ilustración superior de la página 118 se indican las características principales de un objeto en bamboleo. Este se halla en contacto con la superficie de apoyo en un solo punto y posee un eje de simetría longitudinal que habitualmente forma cierto ángulo con la vertical. Entonces, el objeto gira en torno a dicho eje de simetría y éste, a su vez, da vueltas en torno a la vertical. De ese modo, como el centro de masa no se mueve mientras el objeto da vueltas, el fondo de éste rueda describiendo un círculo centrado en el eje vertical que pasa por su centro de masa. Se trata de una precesión, movimiento familiarmente observable en el baile de los trompos.

La fuerza generadora de la precesión aparece en el punto de contacto del cuerpo con la superficie sobre la que evoluciona. La gravedad atrae a todas y cada una de las partículas que constituyen nuestro objeto, cuyo peso total puede suponerse aplicado en el centro de masa. Entonces, si el cuerpo no estuviese girando alrededor de su eje de simetría, la atracción gravitatoria actuante sobre su centro de masa lo tumbaría.

Habitualmente, toda fuerza produce en un cuerpo una aceleración de su misma dirección y sentido; mas si actúa sobre un cuerpo en rotación, provoca en éste un momento de giro, que lo hace rotar. En el caso de un objeto en bamboleo, el momento de giro crea la precesión. Ante una velocidad de rotación demasiado baja o demasiado alta para que el objeto ruede sin deslizarse, el rozamiento incrementa rápidamente la velocidad de giro hasta que cesa el deslizamiento.

El efecto que en realidad ejerce el momento de giro consiste en cambiar la dirección del momento cinético del objeto en bamboleo. Esta cantidad resulta del producto de un valor numérico que da cuenta del modo en que está distribuida la masa del cuerpo (y que se llama momento de inercia) por la velocidad de giro. El momento cinético puede representarse, además, mediante un vector que yazga en un plano vertical imaginario que contenga al eje de simetría en torno al que gira el objeto en su bamboleo; así, al rotar en torno al eje vertical que pasa por el centro de masa, dicho vector describe un cono imaginario. Y, por otra parte, el eje de simetría dará vueltas asimismo alrededor de la vertical. Ahora bien, a falta de gravedad y del momento de giro que la misma genera, todo objeto podría hacerse girar sin precesión; en cuyo caso, el bamboleo sería imposible.

La velocidad de precesión de un objeto en bamboleo depende parcialmente del ángulo que forma su eje de simetría con la vertical. Cuando Whitehead y Curzon estudiaron esa relación, se encontraron con una sorpresa. En general, todo objeto que se bambolee precesa estacionariamente para cualquier inclinación comprendida entre un ángulo nulo (con el eje de simetría casi vertical) y 90 grados (con el eje casi horizontal). Pero la sorpresa estriba en que el objeto no precesa estacionariamente dentro de un intervalo de ángulos que viene determinado por su forma. Este intervalo prohibido se determina fácilmente si el objeto rueda sobre un borde circular, como es el caso de monedas y botellas, pero es más complicado de establecer cuando la forma es irregular.

Para definir en qué condiciones se da una precesión estacionaria, Whitehead y Curzon trabajaron con un cilindro. El intervalo de ángulos de inclinación para los cuales un cuerpo cilíndrico no puede precesar depende de la forma de éste. En especial, es crítico el cociente entre la semialtura del cilindro y su radio. Este cociente, llamado cociente característico, es pequeño en las monedas; alto, en las latas de cerveza y en la mayoría de los demás cilindros.

En la mitad inferior de la página 118 se ofrecen los resultados del estudio. En el eje horizontal se representan los cocientes característicos y en el vertical las inclinaciones. Así, la inclinación de una moneda es pequeña cuando está casi tumbada y, grande, cuando está casi de canto.

Para que el cilindro precese estacionariamente, su eje de simetría debe hallarse fuera del intervalo prohibido, el cual está delimitado por los ángulos θ_1 y θ_2. El ángulo es θ_1 cuando el centro de masa del cilindro se halla exactamente en la misma vertical que el punto de apoyo, en cuyo caso la gravedad no produce momento de giro alguno para la precesión. Para un ángulo de θ_2, el vector representativo del momento cinético es vertical y el momento de giro tampoco produce precesión.

De ordinario ambos ángulos difieren. Sólo coinciden en los cilindros cuyo cociente característico valga $\sqrt{3}/2$ (un medio de la raíz cuadrada de tres). Todo cilindro cuyo cociente caracterís-

tico sea inferior a ese valor precesará a la manera de una moneda y se comportaría como refleja la porción izquierda de la gráfica. La precesión de los cilindros alargados, como las latas de cerveza, responde a la porción derecha de la gráfica.

Una moneda que se ponga a bailar sobre una superficie comenzará a bambolearse precesando estacionariamente del modo que indica la zona *a* de la gráfica. Pero, conforme pierde paulatinamente su energía a causa del rozamiento, su inclinación va decreciendo. La velocidad inicial de precesión decrece también; mas cuando la inclinación se acerca a cero, la velocidad de precesión torna a elevarse. Esta variación es detectable con el oído y la vista a la vez. A medida que la inclinación disminuye, la frecuencia del sonsonete de la moneda decrece primero (delatando la disminución inicial de la velocidad de precesión) y, después, aumenta.

Las variaciones de la velocidad de rotación pueden asimismo seguirse contemplando la moneda desde arriba. Al principio el giro será demasiado rápido para que pueda distinguirse claramente la cara de la moneda. Pero cuando ésta se aproxime a su posición horizontal final, la cara se distinguirá mejor. Además, el sonsonete creciente, debido al aumento de la velocidad de precesión, contrastará vivamente con la disminución de la velocidad de rotación.

¿Cómo es posible que aumente la velocidad de precesión de una moneda que se bambolea, si ésta pierde energía por rozamiento? Veamos esto. La moneda posee energía de tres clases. Dos de ellas son energías cinéticas de rotación asociadas, respectivamente, al giro en torno al eje de simetría y a la precesión alrededor de la vertical. La tercera es energía potencial gravitatoria. Esta la poseen todos los puntos de la moneda, salvo el que está en contacto con la mesa; pero la situación se comprende mejor suponiendo que toda ella esté asociada al centro de masa.

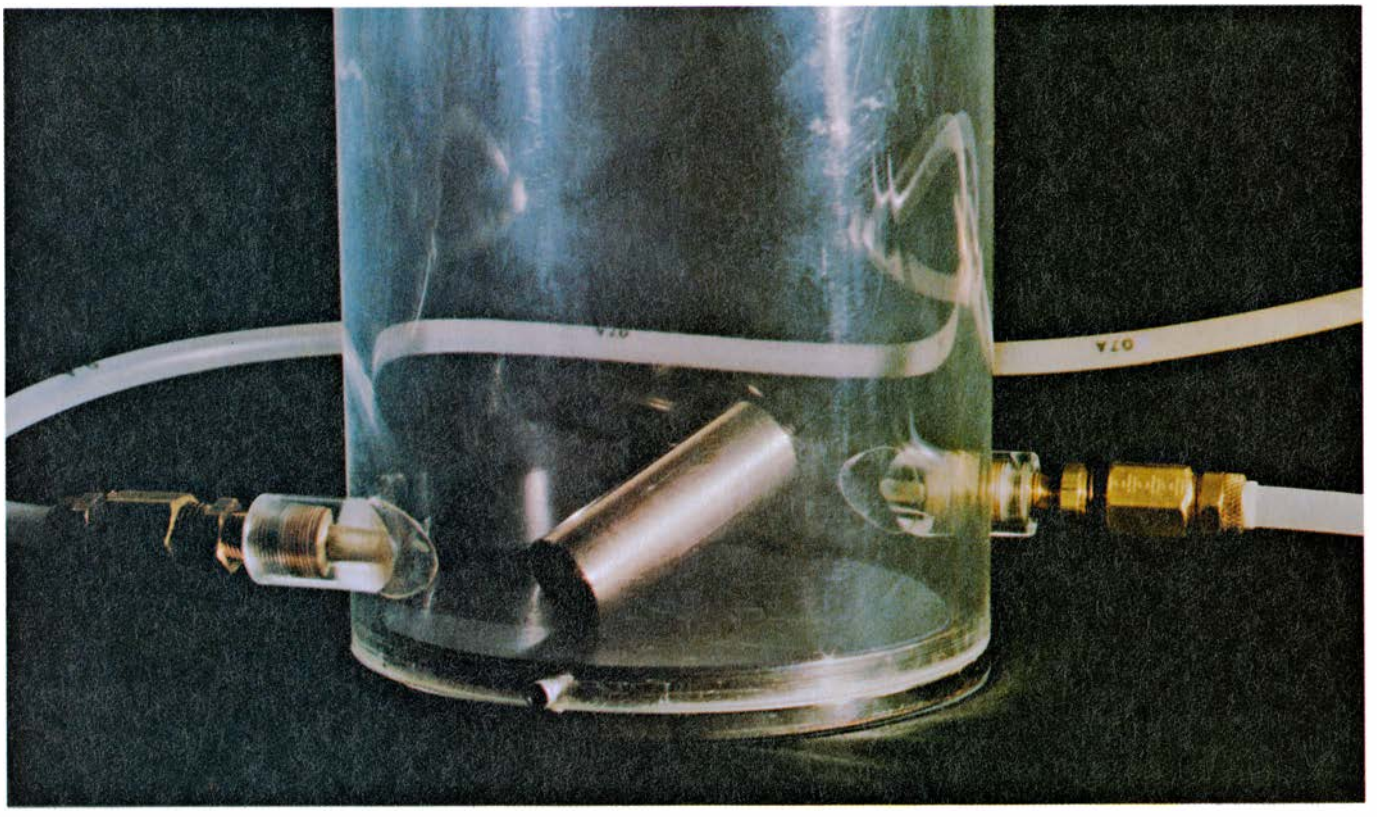
La moneda ha de ladearse cada vez más, a medida que se bambolea, porque el frotamiento con la superficie disipa gradualmente la energía del giro alrededor del eje de simetría. Al disminuir la velocidad de giro, el eje de simetría debe acercarse a la vertical y, en consecuencia, el centro de masa desciende aproximándose a la superficie y la moneda pierde energía potencial. Esta pérdida de energía (tanto cinética como potencial) obliga a la moneda a precesar más rápidamente, de un modo parecido a como una pelota rebota con mayor frecuencia conforme disipa energía.

No hay objeción teórica a que la moneda se ponga a bailar en las condiciones representadas en la zona *b* de la gráfica; pero resulta difícil que lo haga. Aquí, la moneda comenzaría a girar desde casi la vertical y, a medida que perdiese energía por rozamiento, su inclinación aumentaría hasta 90 grados. Así, en principio, debería llegar al reposo en equilibrio sobre el canto; pero, en la práctica, ello es poco probable ya que las monedas son demasiado sensibles a las pequeñas perturbaciones. Lo probable es que se tumbe sobre la superficie.

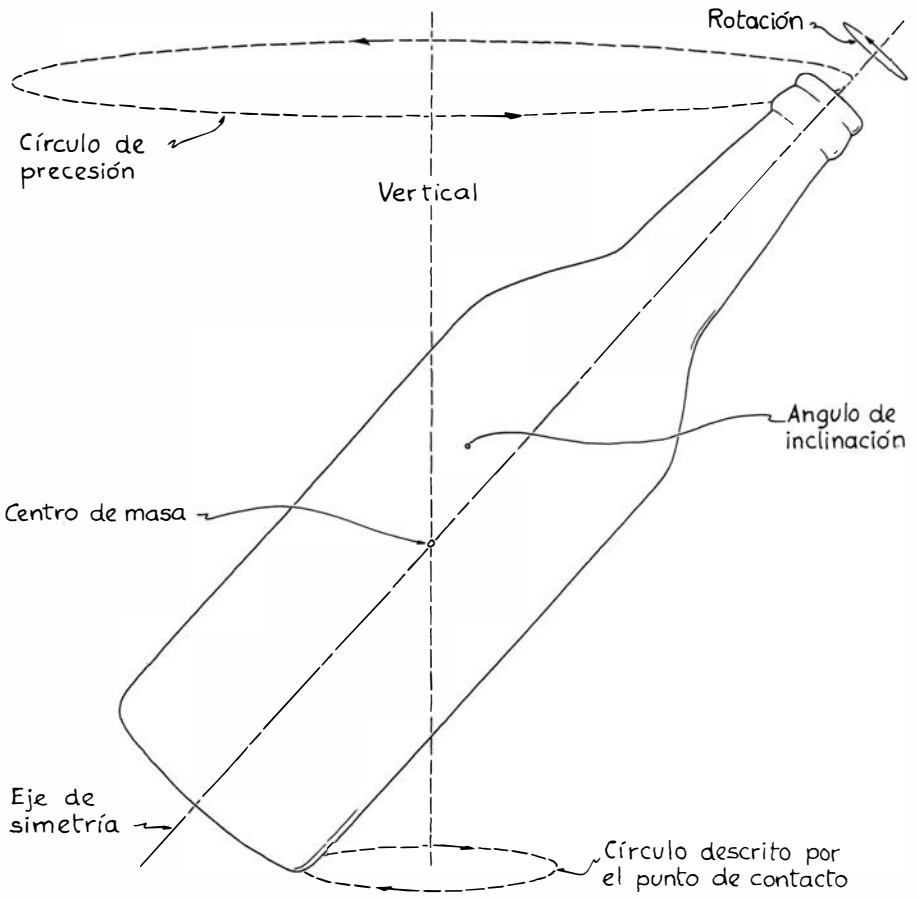
Los cilindros con cociente característico de $\sqrt{3}/2$ son los que presentan un más amplio intervalo de ángulos de inclinación con precesión uniforme. Los cilindros de mayor longitud, como las botellas, se bambolean de dos maneras diferentes, a las que corresponden las zonas *c* y *d* de la gráfica. Un cilindro que se ponga a bambolear estando casi derecho se comportará como muestra la zona *c*. Para que una botella danzara de esa guisa bastaría con colocar una mano a cada costado de la misma, manteniéndola inclinada un ángulo casi igual al de equilibrio θ_1, y con moverlas rápidamente en sentidos contrarios.

Entonces, la botella rodará sobre la orilla de la base, ganando velocidad gradualmente y disminuyendo su inclinación conforme se acerca a la vertical. Como se trata de un objeto alargado, quizá la afecten las irregularidades de la orilla y de la mesa. Este bamboleo suele ser inestable.

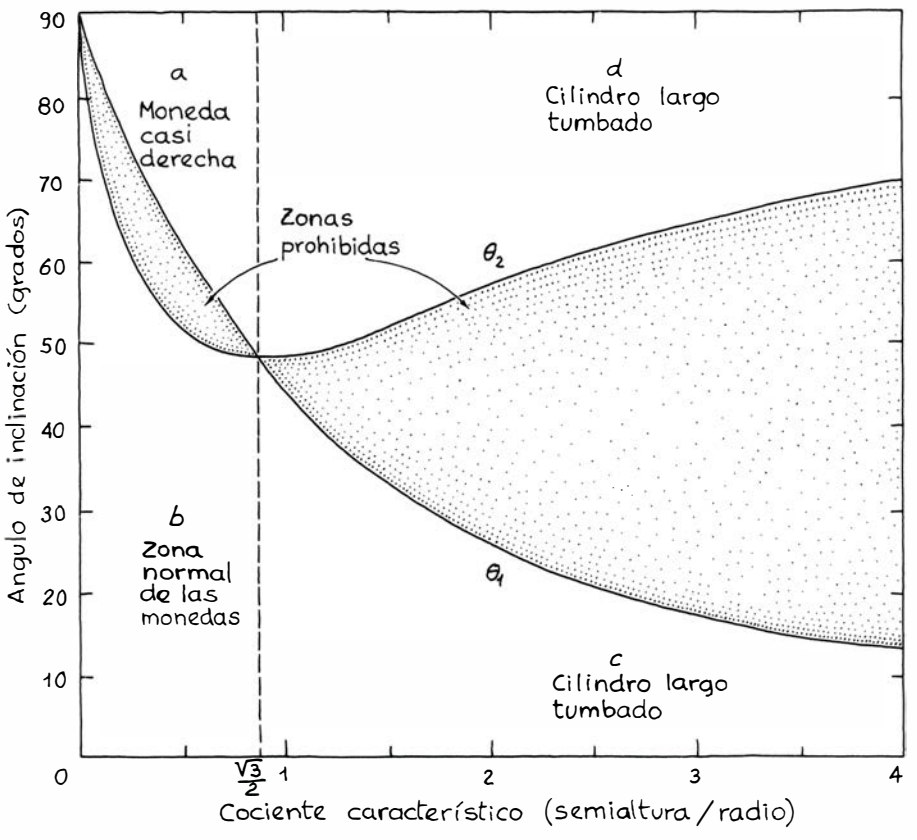
Un cilindro que se bambolea en las condiciones de la zona *d* comenzará



Bamboleo de un cilindro de aluminio en el interior del recinto ideado por Lorne A. Whitehead



Características físicas de un objeto en bamboleo



Condiciones para la precesión estacionaria

con su eje de simetría casi vertical, pudiendo ser la inclinación un poquito mayor que el ángulo θ_2. Al igual que en el caso de una moneda, la inclinación no puede ser exactamente θ_2, pues entonces las velocidades de giro y precesión serían infinitas. Al perder energía, el cilindro comienza a torcerse y su velocidad de precesión disminuye uniformemente. En principio, cuando llegue a tumbarse conservará todavía una precesión mínima, pero el rozamiento con la superficie lo detendrá en seguida.

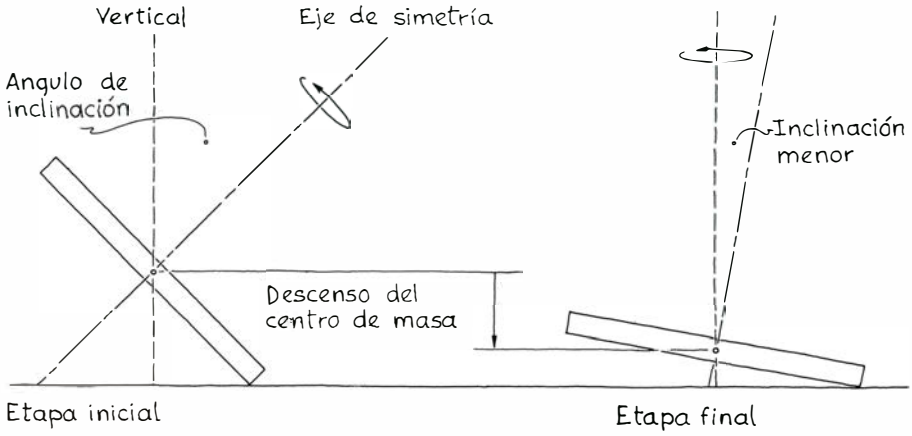
Un golpe de dedos rápido pone en ese movimiento a cualquier figura cilíndrica. El objeto precesará con suavidad y descenderá paulatinamente hacia la superficie, por donde rodará de una manera más irregular. El sonsonete disminuirá uniformemente de frecuencia.

Al comienzo de sus investigaciones Whitehead comprendió que el bamboleo de un cilindro podría prolongarse con chorros de aire. Preparó un dispositivo para proyectar chorros de aire tangencialmente sobre un cilindro de aluminio de ocho centímetros de largo por tres de diámetro. Lanzado manualmente con un gran ángulo de inclinación, el cilindro empezó a bambolearse de la forma que representa la zona *d* de la gráfica. Regulando los chorros convenientemente pudo lograr frecuencias de precesión de hasta 100 ciclos por segundo. Pero, si bien el movimiento era estable, el cilindro propendía a desplazarse erráticamente de un lado a otro de la mesa. Whitehead se propuso construir otro dispositivo.

El resultado fue un receptáculo dotado de una base de plexiglás de 15 centímetros de diámetro. Mecanizó la base para darle forma cóncava, con un radio de curvatura de 50 centímetros, e hizo pulimentar la superficie superior para eliminar toda aspereza que pudiera estorbar a un bamboleo estable. A dicha superficie se encoló una capa de caucho de unos 25 milímetros de grueso para mejorar la resistencia al aire. La superficie cóncava impide así que el cilindro se aparte del centro al bambolearse.

Para el ensayo se lanzan chorros de aire, procedentes de un compresor neumático de laboratorio de tipo corriente, directamente al interior del recinto y junto a la base del mismo. Los chorros mantienen la energía del cilindro, compensando las pérdidas por rozamiento. El aire sale del recinto por la tapa, que es un trozo de plexiglás plano con orificios.

La principal dificultad que Whitehead hubo de solventar fue cómo observar en instantes discriminados la precesión y el giro del cilindro. Habitualmente, ambas velocidades son dis-



Etapas del bamboleo de una moneda

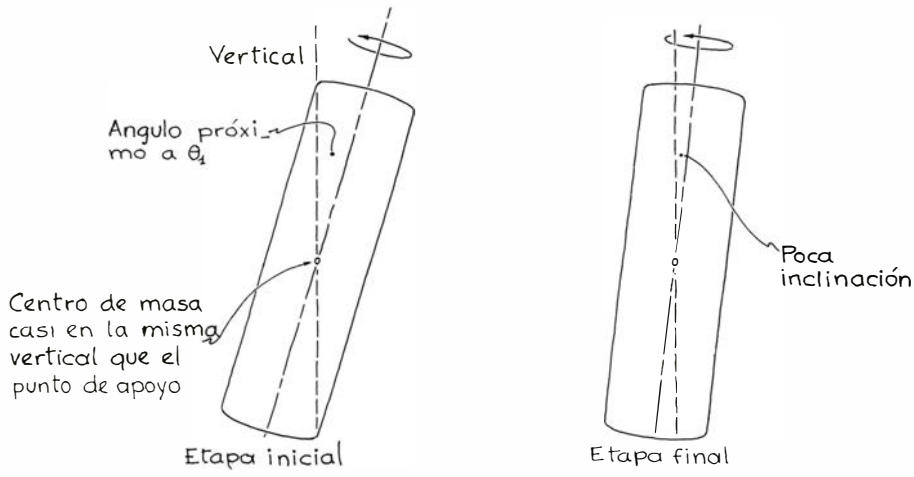
tintas. La solución consiste en preparar un cilindro cuya velocidad de giro sea un múltiplo entero de la velocidad de precesión. Entonces, si la luz de un estroboscopio se sincroniza con la precesión, tanto ésta como la rotación podrán observarse discriminadamente.

Whitehead utilizó un cilindro, mecanizado con gran esmero, de cociente característico 2,71. Las condiciones de la figura eran tales que, cuando se bamboleaba con una inclinación de 64 grados, su velocidad de rotación debía doblar la de precesión. El ángulo mencionado era próximo al θ_2 del cilindro. Regulando el caudal de aire lanzado por los chorros consiguió el ajuste fino del ángulo de inclinación y el de la velocidad de precesión. El estroboscopio funcionó a una frecuencia de 50 hertz.

Para lograr la relación deseada de 2 entre las velocidades de giro y de precesión, Whitehead tuvo que repasar el mecanizado del cilindro. Lo que requirió una precisión de 0,1 milímetros. Una vez totalmente preparado el cilindro, lo puso en movimiento manualmente para que se bambolease en las condiciones de la zona *d*. Rápidamente alcanzó un bamboleo estable con una inclinación próxima a la deseada. Sostuvo este ángulo regulando el caudal de aire; consiguió mantener el bamboleo hasta tres o cuatro días. Un cilindro así podría mantenerse en bamboleo un intervalo mayor, si la base cóncava del dispositivo se construyese de un material más duro que el plexiglás. En nuestro caso, para seguir empleando el mismo plexiglás en otros ensayos, sería necesario volver a pulimentarlo.

En su análisis del bamboleo de una moneda, Olson remedó los métodos que se siguen en la descripción del movimiento de una peonza de juguete. La verdad es que ambos objetos se parecen mucho. Cuando la moneda de Olsson gira sobre su canto, la rotación comienza siendo estable frente a las perturbaciones que ofrece la mesa y frente a la gravedad. Pero el rozamiento refrena gradualmente la rotación, y ésta desciende pronto por debajo de un valor crítico que determinan la masa de la moneda, su radio y su momento de inercia. En ese instante, la moneda empieza a bambolearse.

Olsson hace asimismo demostraciones de bamboleo a gran escala, poniendo a bailar un disco de aluminio de unos 25 milímetros de grueso y del tamaño de una tapa de alcantarillado. Acompaña al bamboleo un ruido de buena intensidad y, hacia el final, cuando el disco ya está casi horizontal, el estrépito resulta impresionante. En un aula donde los asientos del auditorio estén escalonados, los alumnos pueden observar la velocidad de rotación y, a la vez, escuchar el sonido producido por la frecuencia de precesión. El contraste entre la disminución del uno y el aumento del otro es fascinante.



Etapas del bamboleo de un cilindro largo

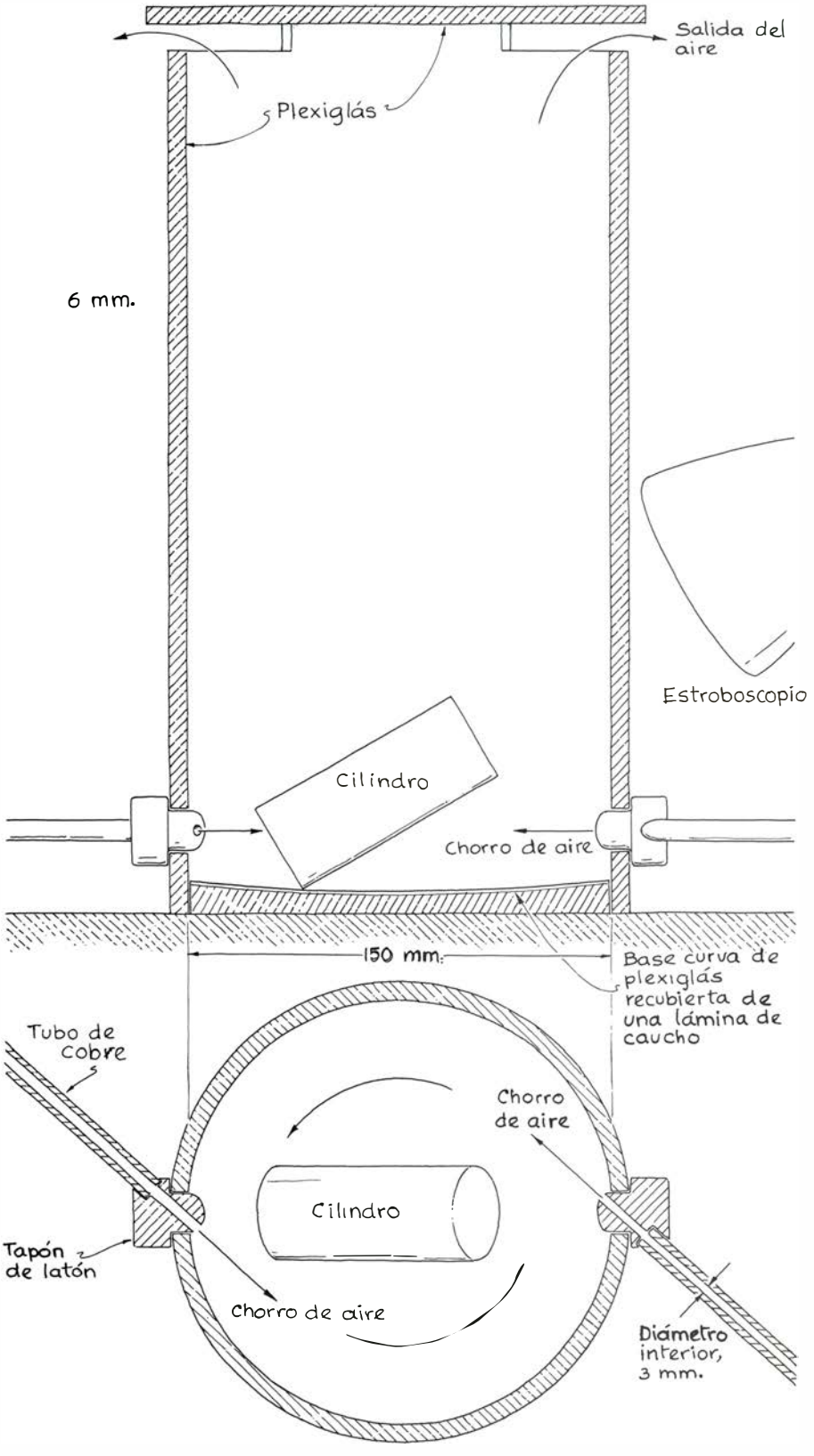
En febrero pasado examinamos el fenómeno de la formación de burbujas en la cerveza y demás bebidas carbónicas. Me han escrito numerosos lectores con el ánimo de ampliar la explicación que les ofrecí acerca del hecho de que las burbujas formadas en el fondo de un vaso de cerveza crezcan al ascender. Atribuí entonces ese aumento de volumen a la reducción de la presión hidrostática. Pero quienes discrepan señalan que las burbujas se dilatan más de lo que correspondería a la mera disminución de la presión hidrostática y que deben recoger anhídrido carbónico a medida que se elevan.

Me equivoqué, asimismo, al afirmar que las burbujas de gas se generan exclusivamente en los costados del vaso, donde ya existen bolsas de aire o de anhídrido carbónico adheridas a las grietas. Estas bolsas sirven, por supuesto, de núcleos de formación de burbujas. Pero hay otro foco de formación, como apunta Thomas D. Kunkle, del Laboratorio Nacional de Los Alamos. El líquido contiene bolsitas de gas microscópicas residuales de la cavitación que se produce al verter la cerveza en el vaso. Yo habría admitido que las moléculas gaseosas de tales bolsitas se difunden rápidamente en el líquido, en el que se disuelven. Según Kunkle, tales bolsitas se estabilizan, por contra, frente a la difusión merced a la tensión superficial de las moléculas que constituyen la "corteza" de dichas bolsitas y que es del grueso de una molécula. Esas bolsitas gaseosas actúan entonces de agentes nucleadores para la formación de burbujas a medida que sale más gas de la solución.

Rinehart S. Potts, de Glassboro, New Jersey, me pregunta por qué no deben lavarse con detergentes los vasos de cerveza. Ello importa únicamente si se desea que haya muchas burbujas en la cerveza después de que remita la cavitación producida por el vertido de la bebida. Los detergentes dejan una capa que recubre la superficie y las grietas tienen así menos posibilidades para actuar de puntos de nucleación.

Paul C. Condit, de San Anselmo, California, y Richard W. Hill, de East Lansing, Michigan, aluden a la práctica de añadir sal a la cerveza, una vez servida en el vaso. Hay quienes lo hacen porque les agrada el sabor; otros, porque la sal produce más burbujas. Las bolsas de aire adsorbidas en cada grano de sal actúan de nucleadores.

Una "yarda" de cerveza es un recipiente de forma característica, cuya longitud es de una yarda aproximadamente (algo más de noventa centímetros), provisto de un fondo redondo y un cuello largo y estrecho. El bebedor debe conocer cómo beber de ella o una efusión de líquido repentina le procurará un remojón. Les dije que el truco reside en golpear levemente el cuello para que las burbujas suban por el recipiente inclinado y sustituyan al líquido que fluye poco a poco hacia el bebedor. Martin Reid, de Surrey, Inglaterra, describe una técnica mejor, que da buen resultado aunque el líquido no sea carbónico (tal es el caso de ciertas cervezas negras inglesas del tipo *ale*). Consiste en dar vueltas al cuello del recipiente a la vez que se bebe; de ese modo, el líquido se traslada por los costados del cuello, y no sólo por el fondo; se controla así mejor el caudal de fluido.



Dispositivo ideado por Whitehead para estudiar el bamboleo

H. D. Westphal, de Puchheim, Alemania Occidental, me envía un procedimiento para eliminar la capa en exceso de espuma que pueda formarse en una cerveza servida en un vaso. La *weissbier* (o *weizenbier*), que se elabora con trigo, lleva levadura, al objeto de que la etapa final de la fermentación tenga lugar en la botella. Estas cervezas contienen anhídrido carbónico en cantidad mucho mayor que la generalidad de las demás cervezas, por lo que se genera una gran capa de espuma cuando se sirven. Tradicionalmente se toman en vasos altos, de costados curvos y de fondo interior plano, que se enjuagan en agua fría, de la que se deja una pequeña porción en el fondo. Se introduce luego la botella en el vaso, acercando el cuello al fondo. Conforme sale la cerveza y se genera espuma, la botella se iza entonces a la misma velocidad y sorbe la espuma. Luego se deja aparte la botella para beber de ella la cerveza que cedan las burbujas cuando hayan reventado todas.

Dos cartas me han recordado cosas que llevo años oyendo, pero que jamás pude confirmar. James L. Ealy, Jr., de Pottstown, Pennsylvania, afirma que, cuando se agita inadvertidamente una botella o lata de cerveza, el anhídrido carbónico que se haya liberado puede redisolverse golpeando levemente el envase con un cuchillo u otro objeto. Tras el golpe, podrá abrirse el recipiente sin que se produzca una erupción de espuma y líquido. Me es imposible explicarles qué tendrán que ver las vibraciones del envase con que el gas regrese a la solución.

Alvaro de Paiva Abreu, de Río de Janeiro, me ha recordado que un procedimiento para impedir que una bebida carbónica contenida en un envase pierda su efervescencia durante un rato consiste en introducir en el cuello el mango de una cuchara metálica. Si realmente dicha treta retarda la pérdida de gas, ¿cómo lo logra? Recibiré gustosamente las explicaciones que aclaren los efectos de estos dos últimos trucos.

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

VERIFICACION DE UNA PROHIBICION ABSOLUTA DE PRUEBAS NUCLEARES

THE GREAT TEST-BAN DEBATE. Herbert F. York en *Scientific American*, vol. 227, n.º 5, págs. 15-23; noviembre, 1972.

NUCLEAR EXPLOSIONS AND EARTHQUAKES: THE PARTED VEIL. Bruce A. Bolt. W. H. Freeman and Company, 1976.

STUDY OF SEISMOLOGICAL EVASION, PART 1: GENERAL DISCUSSION OF VARIOUS EVASION SCHEMES. PART 2: EVALUATION OF EVASION POSSIBILITIES USING NORMAL MICROSEISMIC NOISE. PART 3: EVALUATION OF EROSION POSSIBILITIES USING CODAS OF LARGE EARTHQUAKES. Jack F. Evernden en *Bulletin of the Seismological Society of America*, vol. 66, n.º 1, págs. 245-280 (1.ª parte), págs. 281-324 (2.ª parte), febrero, 1976; n.º 2, págs. 549-592 (3.ª parte), abril, 1976.

THE COMPREHENSIVE TEST BAN. Stockholm International Peace Research Institute en *World Armaments and Disarmament: SIPRI Yearbook 1978*. Taylor and Francis Ltd., 1978.

TRIPARTITE REPORT TO THE COMMITTEE ON DISARMAMENT (UNITED NATIONS). En *World Armaments and Disarmament: SIPRI Yearbook 1981*. Taylor and Francis Ltd., 1981.

CALCIO Y TRANSMISION SINAPTICA

MEMBRANE ULTRASTRUCTURE OF THE GIANT SYNAPSE OF THE SQUID *LOLIGO PEALII*. D. W. Pumplin y T. S. Reese en *Neuroscience*, vol. 3, n.º 8, págs. 685-696; agosto, 1978.

PRESYNAPTIC CALCIUM CURRENTS IN SQUID GIANT SYNAPSE. R. Llinás, I. Z. Steinberg y K. Walton en *Biophysical Journal*, vol. 33, págs. 289-321; marzo, 1981.

RELATIONSHIP BETWEEN PRESYNAPTIC CALCIUM CURRENT AND POSTSYNAPTIC POTENTIAL IN SQUID GIANT SYNAPSE. R. Llinás, I. Z. Steinberg y K. Walton en *Biophysical Journal*, vol. 33, págs. 323-351; marzo, 1981.

TRANSMISSION BY PRESYNAPTIC SPIKELIKE DEPOLARIZATION IN THE SQUID GIANT SYNAPSE. R. Llinás, M. Sugimori y S. M. Simon en *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, vol. 79, n.º 7, páginas. 2415-2419; abril, 1982.

FULGURACIONES SOLARES

SOLAR FLARES. H. J. Smith y E. V. P. Smith. McMillan Co., 1963.

SOLAR FLARES. Z. Svetska. D. Reidel Publishing Co., 1976.

SOLAR FLARES. Dirigido por P. A. Sturrock. Colorado Associated University Press, 1980.

INTELIGENCIA ARTIFICIAL

ARTIFICIAL INTELLIGENCE AND NATURAL MAN. Margaret Boden. Basic Books, 1977.

ARTIFICIAL INTELLIGENCE: AN MIT PERSPECTIVE. Patrick Henry Winston y Richard Henry Brown. The MIT Press, 1979.

MACHINES WHO THINK. Pamela McCorduck. W. H. Freeman and Company, 1979.

THE MIND'S I. Douglas R. Hofstadter y Daniel C. Dennett. Basic Books, 1981.

PERSPECTIVES IN COGNITIVE SCIENCE. Dirigido por Donald A. Norman. Ablex Publishing, 1981.

FLUIDOS MAGNETICOS

FERROHYDRODYNAMICS. Joseph L. Neuringer y Ronald E. Rosensweig en *The Physics of Fluids*, vol. 7, n.º 12, págs. 1927-1937; diciembre, 1964.

FLUID DYNAMICS AND SCIENCE OF MAGNETIC LIQUIDS. Ronald E. Rosensweig en *Advances in Electronics and Electron Physics*, vol. 48, págs. 103-199; 1979.

PROCEEDINGS OF THE SECOND INTERNATIONAL CONFERENCE ON MAGNETIC FLUIDS. En *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. Mag-16, n.º 2, páginas 171-415; marzo, 1980.

MACAREOS DE MAREA

THE SEVERN BORE. Fred Rowbotham, David & Charles, Newton Abbot, 1964.

BORES, BREAKERS, WAVES AND WAKES: AN INTRODUCTION TO THE STUDY OF WAVES ON WATER. R. A. R. Tricker. American Elsevier Publishing Co., 1965.

THE SEAS IN MOTION. F. G. Walton Smith. Thomas Y. Crowell Co., 1973.

ASI SE FUNDA UNA COLMENA

THE SOCIAL BEHAVIOR OF BEES: A COMPARATIVE STUDY. Charles D. Michener. Harvard University Press, 1974.

THE NEST OF THE HONEY BEE. T. D. Seeley y R. A. Morse en *Insectes Sociaux*, vol. 23, págs. 455-512; 1976.

ECLIPSES HISTORICOS

GROWTH RHYTHMS AND THE HISTORY OF THE EARTH'S ROTATION INTERDISCIPLINARY WINTER CONFERENCE ON BIOLOGICAL CLOCKS AND CHANGES IN THE EARTH'S ROTATION: GEOPHYSICAL AND ASTRONOMICAL CONSEQUENCES, NEWCASTLE-UPON-TYNE, 1974. Dirigido por G. D. Rosenberg y S. K. Runcorn. John Wiley & Sons, Inc., 1975.

APPLICATIONS OF EARLY ASTRONOMICAL RECORDS. F. Richard Stephenson y David H. Clark. Oxford University Press, 1978.

TIDAL FRICTION AND THE EARTH'S ROTATION. Dirigido por P. Brosche y J. Sündermann. Springer-Verlag, 1978.

THE EARTH'S VARIABLE ROTATION: GEOPHYSICAL CAUSES AND CONSEQUENCES. Kurt Lambeck. Cambridge University Press, 1980.

PROCEEDINGS OF A CONFERENCE ON THE ANCIENT SUN. Dirigido por R. O. Pepin, J. A. Eddy y R. B. Merrill. Pergamon Press, 1980.

SOLAR RADIUS VARIATIONS OVER THE PAST 265 YEARS. Ronald L. Gilliland en *The Astrophysical Journal*, vol. 248, n.º 3, 1.ª parte, págs. 1144-1155; septiembre, 1981.

TEMAS METAMAGICOS

ONE BOOK/FIVE WAYS: THE PUBLISHING PROCEDURES OF FIVE UNIVERSITY PRESSES. Prefacio de Joyce Kachergis e introducción por Chandler Grennis. William Kaufmann, Inc., 1978.

THE CONCEPT OF A META-FONT. Donald E. Knuth en *Visible Language*, vol. 16, n.º 1, págs. 3-27; invierno, 1982.

TALLER Y LABORATORIO

COIN SPINNING ON A TABLE. M. G. Olsson en *American Journal of Physics*, vol. 40, págs. 1543-1545; octubre, 1972.

Taller y laboratorio

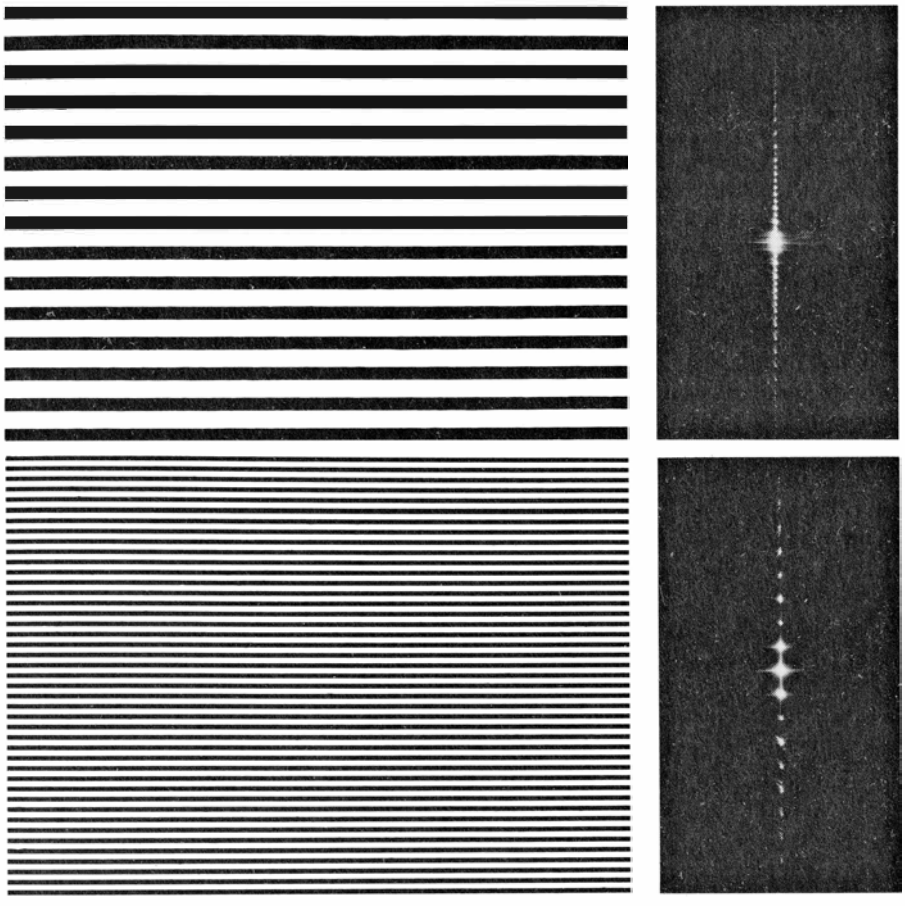
Ensayos de óptica elemental en los que se elimina el "ruido" de las imágenes mediante filtrado espacial

Jearl Walker

El filtrado espacial es una técnica que permite eliminar la información parásita ("ruido") contenida en una imagen. Pensemos en la imagen transmitida desde un satélite; puede contener peculiaridades añadidas por el propio sistema de transmisión. Ese ruido (o sea, las peculiaridades añadidas) puede desecharse de la información (de la imagen) a través de un filtrado espacial y obtenerse así una imagen más limpia.

El filtrado espacial se basa en la difracción e interferencia de las ondas luminosas. Arthur Eisenkraft, profesor de física en la neoyorquina Briarcliff High School de Briarcliff Manor, ha ideado para sus alumnos un conjunto de experimentos que les permiten crear un sistema que actúa a modo de ordenador óptico. La información procedente de una diapositiva se convierte en una figura de difracción, que, a su vez, se reconvierte en una imagen real. Filtrando convenientemente dicha figura de difracción, los alumnos eliminan el ruido de la imagen final. Al término de las experiencias pueden afinar la imagen contenida en un fotograbado de medias tintas recortado de un diario.

El desarrollo de los experimentos se inicia filtrando la luz procedente de un láser de helio-neón. Ya sabemos que la luz puede suponerse constituida por rayos o bien por ondas. Adoptando el modelo de rayos, un haz de luz láser estaría formado por rayos exactamente paralelos. Según el modelo ondulatorio, ese mismo haz lo constituiría una sucesión de frentes de onda planos perpendiculares a la dirección de propagación de la luz. Pero ninguno de ambos modelos es correcto, ya que los rayos divergen siempre un poco, y el frente de ondas, por su parte, es levemente curvo. La primera operación en las experiencias de Eisenkraft es filtrar el haz a través de una lente y un estenope para eliminar del mismo los rayos no paralelos. Así, cuando ilumine después la diapositiva, se parecerá mucho más a un frente de ondas plano ideal.



*1. Figuras de difracción (**derecha**) y las transparencias (**izquierda**) que las originan*

La lente (L_1 en la figura 2) debe tener una distancia focal corta, pues su misión es enfocar la luz láser sobre un estenope ubicado en su proximidad, pero no es crítica la distancia entre el láser y la lente. Tras situar la lente en el camino del haz, el estenope se intercala dentro de la luz focalizada por aquélla, colocándolo exactamente en el foco, que es donde el haz se estrecha más. Entonces, los rayos paralelos del haz original se difractan en el estenope y los no paralelos, al carecer de una focalización correcta por la lente, no pasan por el estenope.

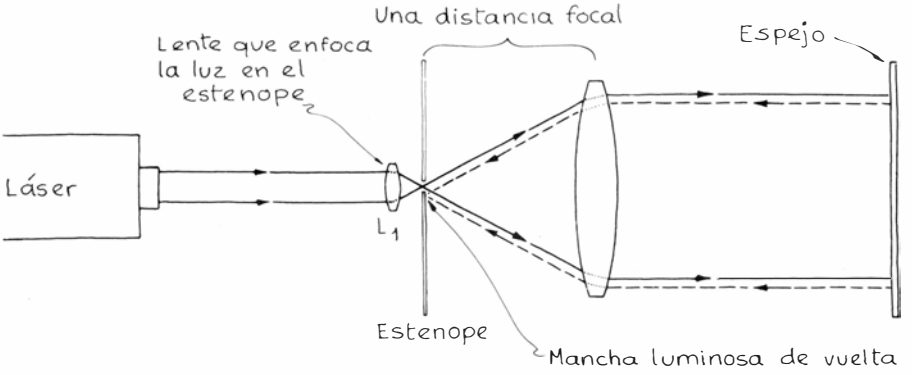
La luz emergente del estenope forma un frente de onda esférico. De éste se recupera el frente plano al colocar al paso de la luz una segunda lente, L_2. Se trata, pues, de una lente colimadora, cuya separación del estenope debe ser exactamente igual a su distancia focal. Para materializar esa posición se coloca un espejo de modo tal que retorne la luz procedente de la lente a la misma lente, a través de la cual se reflejará en la pantalla que contiene el estenope. Esa luz se verá inicialmente como un punto muy próximo al estenope, pero no en el estenope. Se ajusta entonces la separación entre éste y la lente para

que la luz devuelta por el espejo quede enfocada lo mejor posible sobre la pantalla. Luego se mueve la lente de un lado a otro del eje óptico (que es la recta definida por el láser, el estenope y las lentes) hasta que el punto luminoso caiga exactamente sobre el estenope. La lente estará ahora correctamente situada, o sea, centrada en el eje óptico y separada una distancia focal del estenope. Seguidamente se retira el espejo y la luz saldrá de la lente formando un frente de onda casi plano.

Esa luz ilumina una transparencia fotográfica colocada ante la lente, a una distancia idónea. Dicha transparencia tiene una serie de zonas opacas y transparentes, que difractan la luz para dar una figura en la que están codificados los dibujos de la transparencia. A título demostrativo los alumnos comienzan empleando una transparencia (una diapositiva) compuesta de un sencillo dibujo de rendijas. Eisenkraft ha hecho varias transparencias de ese tipo fotografiando dibujos en blanco y negro. (Los dibujos, lentes, estenopes y soportes necesarios para las experiencias de Eisenkraft pueden adquirirse todos, sueltos o formando juego, de Metrologic Instruments, Inc., 143 Harding Avenue, Bellmawr, N. J. 08301.) Los dibujos consisten en rectas paralelas, círculos concéntricos u otras figuras geométricas. Al objeto de disponer de versiones en miniatura de los dibujos, en forma de diapositivas que pudiese montar en el camino de la luz procedente de la lente colimadora L_2, utilizó película para copias de gran contraste.

Por razones de simplicidad ciñámonos a la transparencia compuesta por rayas paralelas que se disponen a intervalos regulares. Dicha diapositiva actúa de red de difracción. La luz que incida en las rectas oscuras quedará bloqueada y la que lo haga en las superficies transparentes comprendidas entre aquéllas se difractará. La figura de difracción de la luz lleva información codificada sobre la disposición de las rectas en la diapositiva. El resto del montaje experimental se destina a analizar dicha información codificada y a recuperar de ésta el dibujo original contenido en la transparencia.

Una tercera lente, L_3, de gran distancia focal, recoge la luz difractada en la transparencia. La separación entre ésta y L_3 es de una distancia focal. Al otro lado de L_3, y también a una distancia focal de ésta, se instala una pantalla o una hoja de vidrio esmerilado. De ese modo, la lente enfocará la figura de difracción creada por la transparencia. El



2. Colimación de la luz láser para dar un haz de rayos paralelos

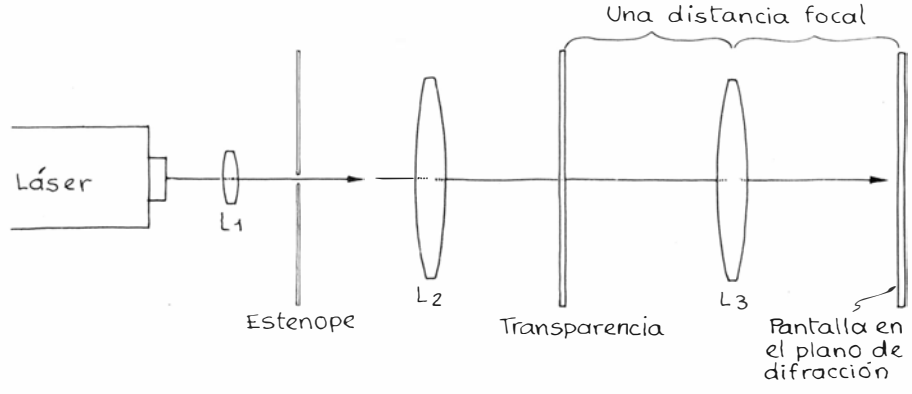
estudio de la difracción se agrupa en dos categorías: cuando el punto de observación está próximo a la fuente de difracción, se tiene la llamada difracción de Fresnel; cuando ambos están muy alejados, se habla de difracción de Fraunhofer. Esta última obedece a una formulación matemática mucho más sencilla, por cuyo motivo sería mejor realizar una observación a distancia, pero razones de índole práctica lo imposibilitan.

En realidad, el punto de observación puede alejarse infinitamente de la fuente de difracción mediante una lente como la L_3. Sin embargo, ésta debe hallarse a una distancia focal de la transparencia, de suerte que los dibujos contenidos en la misma descansen en el plano focal de la lente. Así, en el plano focal del otro lado de la lente la imagen de la figura de difracción recogida por la lente presentará la mejor nitidez. El plano en el que la figura de difracción de Fraunhofer se observa con la mejor nitidez recibe a veces el nombre de plano transformado o plano de difracción.

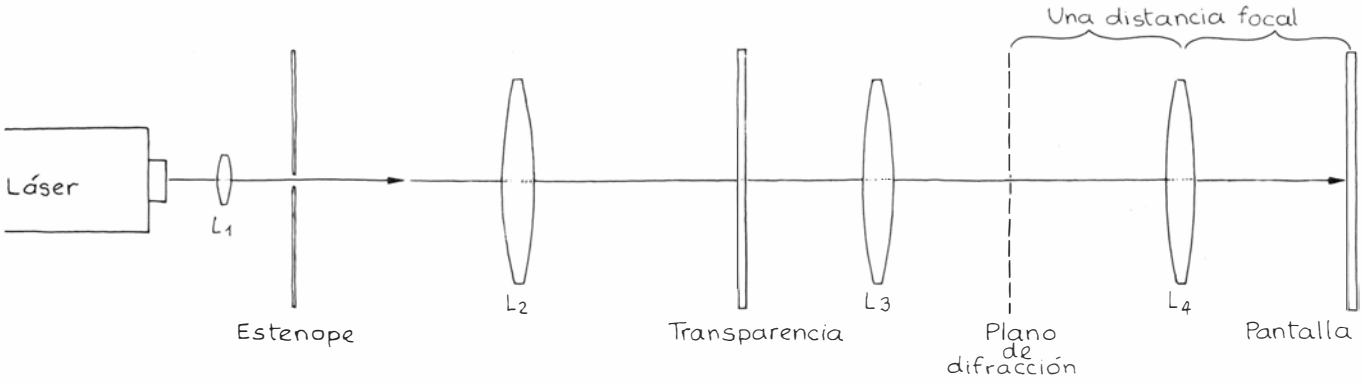
A ciertos puntos de la pantalla, los rayos de luz llegan en fase y se interfieren constructivamente; tales puntos se ven luminosos. A otros puntos los rayos llegan exactamente en oposición de fase y se ven oscuros. En los puntos a los que llegan los rayos con cualquier otra relación entre sus fases se aprecia una luminosidad tenue.

Tipos distintos de transparencias crean diferentes figuras de difracción en la pantalla. Así, la fotografía de un conjunto de rayas anchas y horizontales, espaciadas regularmente, genera una figura de puntos luminosos alineados verticalmente. Toda la pantalla aparece oscura, salvo las manchas de luz correspondientes a los lugares en que los rayos luminosos llegan en fase. La superficie más luminosa se encuentra en el centro: cuanto más separado de éste se halla cada punto, tanto más tenue es su iluminación.

Una transparencia con un dibujo de rayas menos separadas genera una figura de difracción más diseminada. Los dibujos que representan círculos concéntricos generan figuras de círculos concéntricos; y cuanto menor es el intervalo de uno a otro en el dibujo, más separados aparecerán en la figura de difracción. Los retículos de rectas producen unas figuras de difracción hechas de puntos luminosos dispuestos en cruz, de suerte que, a mayor concentración en el retículo, mayor separación ofrecerán luego los puntos.



3. Disposición de elementos para la observación de la difracción debida a las transparencias



4. Disposición de elementos para obtener imágenes reales de las figuras de difracción

Siguiendo las instrucciones de Eisenkraft, sus alumnos sustituyen la pantalla por filtros de tipos diversos, construidos para que obstruyan el paso de porciones seleccionadas de la figura de difracción que atraviesa el plano de difracción. Los filtros son marcos de diapositivas vacíos a los que se pegan trozos de cinta adhesiva opaca. En ésta se deja una abertura que determina el porcentaje de la figura de difracción que se deja pasar. Por ejemplo, si todo el contenido de un marco, menos el centro, es opaco, sólo pasará una porción reducida de la figura. Y si el filtro se centra sobre el eje óptico, aquella porción será la central. Disponiendo de otras aberturas puede dejarse pasar o eliminarse una hilera completa de puntos luminosos.

Para observar la luz que deja pasar un filtro colocado en el plano de difracción se requiere una lente adicional. Esta debe hallarse exactamente a una distancia focal del plano de difracción. Para centrarla se procede igual que con L_2: se monta un estenope en el plano de difracción; la luz que se difracta en éste ilumina entonces la última lente del sistema, que la envía a un espejo y éste la devuelve al estenope a través de la lente. Esta debe moverse ahora paralela y perpendicularmente al eje óptico, hasta que el punto luminoso devuelto incida sobre el estenope. Luego se sustituye éste por un filtro; y el espejo por una pantalla, o bien por una hoja de vidrio esmerilado o una cámara.

Si la luz que atraviesa el sistema no se elimina en el plano de difracción mediante un filtro opaco, interferirá consigo misma en la pantalla y dará una imagen real del dibujo que recoja la transparencia. Si ésta representara hileras paralelas de rectas, en la pantalla aparecería una imagen real de hileras paralelas de rectas. La orientación de la imagen final, empero, estaría invertida respecto a la transparencia. Esta inversión pasa desapercibida con dibujos del tipo de trazos paralelos. Por supuesto, con dibujos asimétricos, la inversión es perfectamente observable.

Al combinar diferentes transparencias y filtros, los alumnos se encuentran con más de una sorpresa. La diapositiva de un retículo produce, por ejemplo, una figura de difracción consistente en puntos luminosos dispuestos en hileras verticales y horizontales entrecruzadas. Supongamos que en el plano de difracción se monta un filtro provisto de una rendija. Entonces, rotando ésta en torno al eje óptico, pueden elegirse las porciones de la figura de difracción que llegan a la pantalla. E imaginemos que se elige una porción vertical de la figura. La sorpresa será que la imagen final constará de rayas horizontales y no verticales. O sea, la última lente L_4 difractará la porción transmitida de la figura de difracción, dando una imagen real de rayas horizontales, y el filtro, situado en el plano de difracción, habrá suprimido la información acerca de las rayas verticales originalmente contenidas en el retículo de la transparencia.

Si sustituimos esa transparencia por otra que represente círculos concéntricos, el filtro constituido por una ranura dejará pasar sólo una parte de la información relativa a los círculos. Supongamos que la ranura sea horizontal. Sobre la pantalla aparecerá entonces una imagen final real sólo de las porciones verticales de los círculos y faltarán las porciones horizontales, pues las zonas de la figura de difracción que transportan información de éstas las detiene el filtro.

Acaso el efecto más sorprendente se dé cuando la transparencia sea un retículo y la ranura del filtro forme un ángulo de 45 grados respecto a la vertical. En tal situación, el filtro dejará pasar información de las rayas horizontales y verticales del retículo. Pero no pasará toda esa información. Resultará un conjunto de rayas paralelas inclinadas 45 grados respecto a la vertical y perpendiculares a la ranura del filtro. Tales rayas, que no existían en el retículo original, deberán su presencia al filtrado de la información que transporte la figura de difracción de aquél.

Una de las virtudes del filtrado espacial es que puede eliminar de una imagen detalles parásitos que aparezcan con una determinada frecuencia, cuando la imagen en cuestión se escudriña de un lado a otro. Por ejemplo, la imagen puede tener sobrepuestas un conjunto de rayas paralelas uniformemente separadas y que pueden ser consecuencia del paso de la imagen a través de algún sistema de transmisión de información.

Para mostrar de qué modo su equipo elimina tal ruido de una imagen, Eisenkraft comienza montando un experimento con transparencias en blanco y negro. Los dibujos de las diapositivas son de cuatro clases: representa la primera clase un conjunto de rayas radiales; la segunda, un conjunto de rayas de anchuras y longitudes variables; anillos concéntricos espaciados de modo variable, la tercera; y la cuarta, óvalos engarzados.

En el plano de difracción, y centrado con el eje óptico, Eisenkraft monta un diafragma iris de apertura variable. Como primera transparencia utiliza la de rayas radiales. Si el diámetro del diafragma iris no alcanza el par de milímetros, a la pantalla llegará sólo el centro de la figura de difracción; se obtendrá una iluminación general de la pantalla sin que, en ésta, aparezca la menor traza de los dibujos de la transparencia.

Cuando Eisenkraft abre el diafragma hasta un diámetro de dos milímetros, la pantalla comienza a mostrar signos de trazos. Esta imagen es incompleta: se ven las zonas externas del dibujo de la transparencia, pero faltan las internas. Conforme abre más y más el diafragma, van apareciendo más detalles en la imagen. Por último, con un diámetro

de iris de 15 milímetros, la imagen reproduce la mayor parte del dibujo original.

Las razones del cambio de detalles en la imagen tienen una explicación delicada. Dicho cambio nada tiene que ver con el lugar de la transparencia donde se halla cada detalle. Por tanto, la imagen no es simplemente el resultado de que, a través de una pequeña abertura, se expongan sólo las zonas externas de la transparencia, sino que el detalle de la imagen final depende de la distribución de los rasgos en la transparencia. En las zonas externas la frecuencia con que se presentan las rayas es baja: están muy separadas. De otro modo, si se escudriñara la transparencia describiendo un círculo centrado en el dibujo, la frecuencia con que se cruzarían las rayas sería baja. Más hacia el interior del dibujo la frecuencia espacial de las rayas es alta: están más cerca unas de otras. Y si se escudriñara la transparencia en un pequeño círculo, la frecuencia con que se cruzarían las rayas sería mayor.

Cuando la transparencia difracta la luz que la atraviesa, y cuando la lente L_3 enfoca la luz difractada en el plano de difracción, la figura de difracción depende de la frecuencia espacial que haya en la transparencia. Las porciones de ésta de baja frecuencia espacial atraviesan el plano de difracción junto al eje óptico y las de frecuencia espacial

*6. Efectos del filtrado espacial (***columnas central y derecha***) sobre la transparencia de un fotograbado a medias tintas (***izquierda***)*

alta lo hacen con parte de su figura de difracción más alejada de dicho eje.

Cuando se monta el diafragma del iris en el plano de difracción, se determina en qué cuantía va a llegar a la pantalla la figura de difracción. Si la abertura del diafragma está próxima al eje óptico, quedará obstruida gran parte de la figura correspondiente a las porciones de mayor frecuencia espacial y pasarán fundamentalmente las partes correspondientes a las porciones de frecuencia espacial baja. Así, con la transparencia de rectas radiales, un iris pequeño deja pasar únicamente las zonas más externas del dibujo y, conforme se va abriendo, se transmiten a la pantalla más detalles de frecuencia espacial alta. Cuando el iris es muy pequeño, no se transmite a la pantalla una porción suficiente de la figura de difracción para que allí se forme una imagen del dibujo.

Seguidamente, Eisenkraft sustituye la transparencia de las rectas radiales por la de rectas paralelas. La separación entre éstas (o sea, la frecuencia espacial) varía a lo ancho de la transparencia. Con un iris pequeño, sólo se transmite parte del dibujo. El iris bloquea la porción de la figura de difracción generada por las superficies de la transparencia donde las rectas están más apiñadas (de frecuencia espacial alta) y deja pasar la generada por las rectas más separadas (de frecuencia espacial baja). A medida que se abre más el iris, se franquea el paso de más detalles de frecuencia espacial alta; cuando el diámetro llega a los 15 milímetros, aparecen en pantalla la mayoría de los detalles del dibujo original.

Eisenkraft introduce luego la transparencia de los círculos concéntricos. Cuando el iris es pequeño, sólo sobreviven y llegan a la pantalla las superficies del dibujo inmediatas al centro. Tales superficies tienen una frecuencia espacial baja, porque las separaciones entre los círculos son relativamente amplias. En las superficies externas del dibujo los espacios comprendidos entre los círculos son más estrechos y, para que contribuyan a la imagen formada en la pantalla, el iris debe abrirse más.

En una fotografía de medias tintas los matices del negro (grises) los determina la distribución espacial de diminutas manchas. Un ejemplo ordinario de ello lo tenemos en las reproducciones fotográficas en diarios y revistas. Eisenkraft realizó una transparencia con un retrato fotográfico de medias tintas, ampliando la foto de modo que las manchas de matiz fueran más apreciables. Esta transparencia la monta de la manera habitual en su dispositivo. Para hacer la demostración de filtrado espacial a sus alumnos, comienza colocando un filtro con una rendija en el plano de difracción. Ante una ranura horizontal, la imagen que aparece en pantalla consta de trazos verticales. Que la imagen es el rostro de un hombre resulta evidente, pero lo mismo acontece con los trazos verticales que forman la imagen. Si es vertical, la imagen constará entonces de trazos horizontales. Cuando la ranura forma cualquier otro ángulo, la imagen ofrece trazos perpendiculares a la inclinación de la ranura y aparece, por tanto, también oblicua.

Entonces se reemplaza el filtro con una rendija por un diafragma iris. Si a éste le falta bastante para los dos milímetros, sólo se transmite a la pantalla el centro de la figura de difracción que procede de la transparencia; resulta una iluminación informe de la pantalla.

Cuando el diámetro del iris es de dos milímetros, en la imagen final que produce el dispositivo aparecen la mayoría de los detalles de la fotografía. Aunque no se aprecien con nitidez, se distinguen. Falta, empero, la totalidad de las manchas de matiz, perfectamente patentes en la transparencia original. Tales manchas poseen una frecuencia espacial superior a la de la mayoría de los detalles de la fotografía; por ello, con un iris pequeño, las elimina el dispositivo.

Conforme se abre el iris, llegan más cantidad de detalles de frecuencia espacial alta, hasta que, por último, se evidencia la distribución de manchas. Con el iris ajustado a 12 milímetros, la imagen es prácticamente la misma de la fotografía. Podría considerarse que la imagen de mejor calidad sea una intermedia. En ella, se pierde parte de la nitidez de los detalles de la fotografía; y lo mismo ocurre con el perturbador conjunto de manchas. El filtrado espacial le sirve, pues, a Eisenkraft para reducir o suprimir el ruido (las manchas) de la información (el retrato del hombre de la foto).

Merced al filtrado espacial es posible almacenar más de una fotografía en una misma transparencia. Para ello nuestro hombre recomienda el procedimiento siguiente. Sobre una fotografía de tinta continua (en contraposición a las reproducidas mediante manchas de matiz) se coloca un retículo en blanco y negro formado por rectas paralelas muy finas. Se toma una foto de esta especie de canapé. Luego se sustituye la foto a reproducir por otra, pero girando el retículo 90 grados; vuelve a exponerse la película de la cámara.

Tendremos así, una vez revelada la película, una transparencia con dos fotografías. Entonces, para restituir cualquiera de ellas, hay que instalar la transparencia en el dispositivo y someterla a filtrado espacial. Sin filtro en el plano de difracción, ambas fotografías forman una imagen real en la pantalla, en la cual se distingue perfectamente la doble exposición. La figura de difracción que arroja la transparencia compuesta consiste en puntos luminosos horizontales y verticales. Estos últimos proceden de la foto tomada con el retículo horizontal, mientras que los horizontales proceden de la otra, tomada con el retículo en posición vertical en el campo de la cámara. Si el filtro situado en el plano de difracción deja pasar la mancha central, las dos fotografías forman imagen real en la pantalla. Pero si el filtro deja pasar únicamente una mancha vertical descentrada, en la pantalla aparecerá sólo la foto originaria correspondiente. Cuando se permite el paso de mayor número de manchas verticales, la imagen adquiere mayor limpieza y definición. En cambio, cuando sólo se dejen pasar manchas descentradas horizontales, aparecerá únicamente la otra fotografía.

El conjunto de fotografías de la figura 7 muestra de qué modo es posible hacer filtrados espaciales en gamas de frecuencia elegidas. La primera fotografía es la transparencia que se filtra y en el resto se observan los resultados del filtrado.

La segunda fotografía fue tomada con un filtro de banda estrecha, o sea, con un filtro que dejaba llegar a la pantalla sólo los detalles dotados de frecuencias espaciales comprendidas en una gama estrecha intermedia. En la ilustración se presenta un dibujo del filtro junto al filtrado resultante. El filtro está provisto de un redondelito opaco en su centro, que bloquea la gama inferior de las frecuencias espaciales. Un estrecho anillo transparente permite el paso de frecuencias espaciales algo más altas, pero las que son aún más altas que éstas quedan obstaculizadas por la zona opaca que circunda a dicho anillo.

En la tercera fotografía el filtro deja pasar una gama de frecuencias más amplia. Provisto de un anillo transparente más ancho, su redondel opaco central sigue bloqueando las frecuencias inferiores y su zona opaca exterior las superiores. En la imagen que se forma finalmente en la pantalla se patentizan más

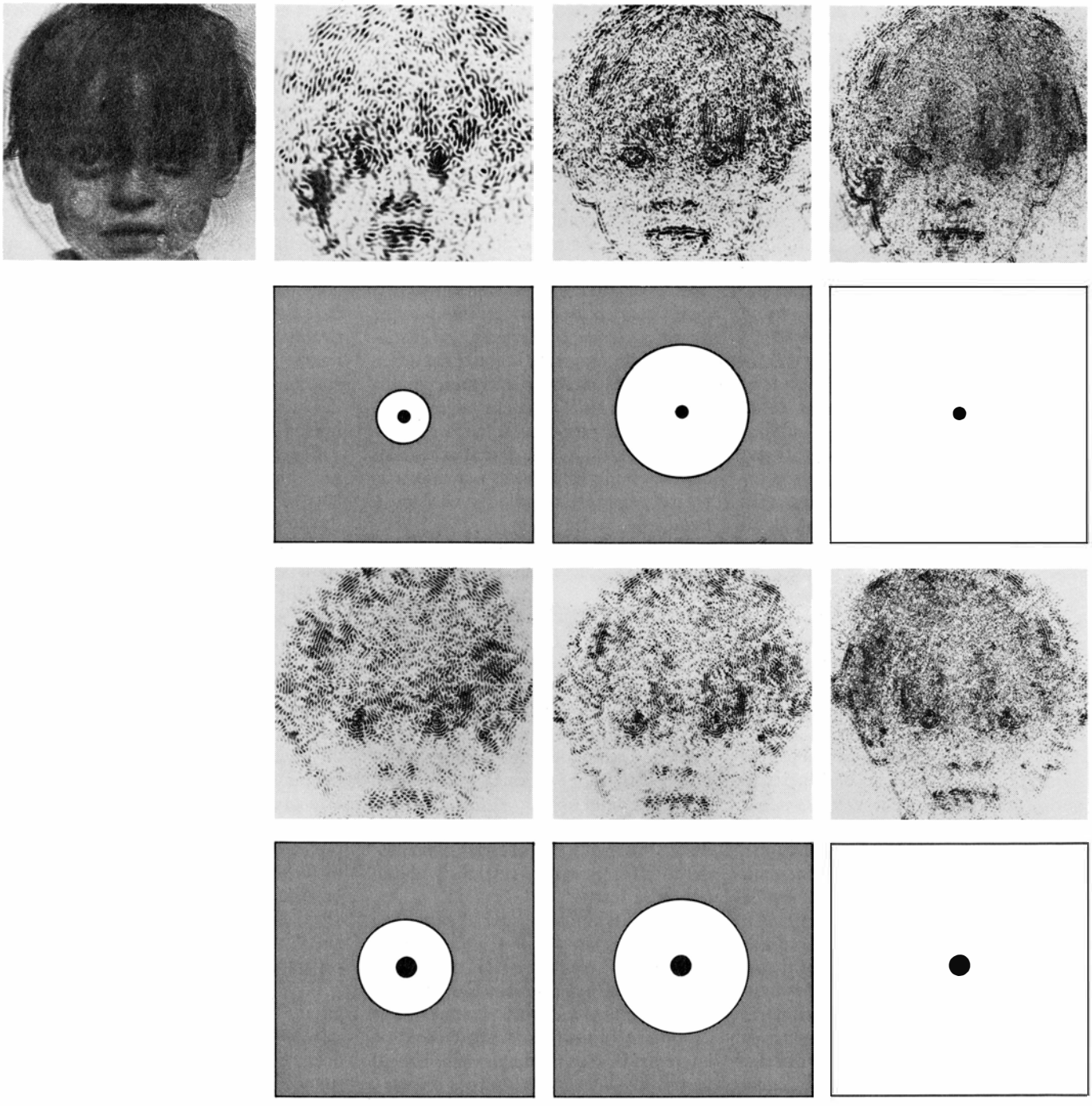
detalles, pues deja pasar una banda de frecuencias más ancha.

En la cuarta fotografía están bloqueadas sólo las frecuencias bajas y, en la imagen filtrada final, se observan un buen número de detalles finos.

Las tres últimas fotografías son análogas a las anteriores, salvo en que el redondelito opaco central del filtro es mayor. Por ello, las frecuencias bajas contribuyen menos a la imagen final. Es interesante contrastar los dos juegos de tres fotos. Por ejemplo, la pérdida de información es manifiesta a medida que se eliminan las frecuencias bajas. De ese modo desaparecen algunos rasgos de la cara, aunque aquellos otros cuya imagen depende primordialmente de la información de alta frecuencia permanecen claramente visibles.

El sistema óptico que monta Eisenkraft puede considerarse como si fuera un ordenador óptico. En cierto sentido, la luz difractada en un objeto (la transparencia) es procesada por la lente L_3 de modo que en el plano de difracción se obtenga una figura de difracción. Luego, todo lo que atraviesa dicho plano lo reprocesa L_4 creando una imagen real en la pantalla.

Puede suponerse que la generación de figura de difracción a partir de los detalles del objeto original tiene lugar mediante el proceso matemático llamado transformación de Fourier. La figura de difracción constituye una representación de las frecuencias espaciales de los detalles del objeto. Si éste posee un gran número de peculiaridades muy cercanas las unas a las otras, la figura de difracción constará de manchas notablemente luminosas bien repartidas



7. Los filtros espaciales de las filas tercera y cuarta producen las imágenes situadas encima de ellos. Arriba a la izquierda está la fotografía original

alrededor del eje óptico. Si los detalles del objeto están más separados entre sí, la figura caerá más cerca del eje óptico. En la forma de la figura y en su repartición espacial respecto al eje óptico está codificada la información referente al objeto; para restituirla (en todo o en parte) y constituir una imagen real, debe efectuarse otra transformación de Fourier. Esta la lleva a cabo la última lente del sistema, la cual recibe la luz que atraviesa el plano de difracción y crea una imagen real.

Es posible fotografiar tanto las figuras de difracción como las imágenes reales producidas por éstas. Para ello, en el plano de difracción, o bien en el plano imagen, se monta una cámara reflex de objetivo simple de 35 milímetros. El objetivo debe retirarse de la cámara y ésta se instalará de modo tal que sea la película, y no el frente de la cámara, lo que coincida con el plano objeto. Para esta operación Eisenkraft recomienda película Kodak Panatomic-X, cuyo granulado fino retiene bien los detalles. Para reducir a un mínimo las sacudidas hay que disparar la cámara con cable. El medidor interno indica la exposición aproximada necesaria, pero deben tomarse varias fotos para números *f* altos y bajos.

Para confeccionar las transparencias, Eisenkraft procede del mismo modo, aunque naturalmente con el objetivo instalado en la cámara. De las diversas exposiciones que obtiene de un dibujo, se queda con la que tiene las rayas negras más densas, las zonas en blanco más transparentes y los bordes de las rayas "menos corridos". Las transparencias de retículo las obtiene haciendo exposiciones dobles de un dibujo de rayas paralelas. En la primera exposición salen las rayas en una dirección; en la segunda, las rota 90 grados. Las transparencias de retículo más tupido las consigue alejando la cámara del dibujo.

Con un montaje similar al de Eisenkraft cualquiera puede investigar muchas características interesantes del filtrado espacial. En las publicaciones de Eisenkraft, que se reseñan en la bibliografía de este mes, pueden encontrarse una buena cantidad de ideas. Especialmente interesante pudiera ser estudiar cómo almacenar varias agrupaciones de información visual en una misma transparencia. Hay agrupaciones que podrían estar limitadas en distintas gamas de frecuencias espaciales, con lo que las imágenes se recuperarían entonces mediante filtros de las bandas pasantes adecuadas.

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

MORATORIA PARA EL REARME NUCLEAR

SOVIET MILITARY POWER. U.S. Department of Defense. U.S. Government Printing Office, September, 1981.

THE PRICE OF DEFENSE. The Boston Study Group. W. H. Freeman and Company, 1982.

EXPLOTACION DE ESPECIES QUE COMPARTEN UN ECOSISTEMA

SEALS AND WHALES OF THE SOUTHERN OCEAN. R. M. Laws en *Philosophical Transactions of the Royal Society*, vol. *B*279, págs. 81-96; 1977.

MANAGEMENT OF MULTISPECIES FISHERIES. Robert M. May, John R. Beddington, Colin W. Clark, Sidney J. Holt y Richard M. Laws en *Science*, vol. 205, n.º 4403, págs. 267-277; 20 de julio de 1979.

EL CRECIMIENTO DE NORTEAMERICA

PALEOMAGNETISM AND PLATE TECTONICS. M. W. McElhinny. Cambridge University Press, 1973.

AGE AND STRUCTURAL SIGNIFICANCE OF OPHIOLITE AND ADJOINING ROCK IN THE UPPER CHULITNA DISTRICT, SOUTH-CENTRAL ALASKA. D. L. Jones, N. J. Silbering, Béla Csejtey, Jr., W. H. Nelson y Charles D. Blome. U.S. Geological Survey Professional Paper 1121-A, U.S. Government Printing Office, 1980.

CORDILLERAN SUSPECT TERRANES. Peter J. Coney, David L. Jones y James W. H. Monger en *Nature*, vol. 288, n.º 5789, págs. 329-333; 27 de noviembre de 1980.

PALEOMAGNETIC RECORD OF PLATE-MARGIN TECTONIC PROCESSES ALONG THE WESTERN EDGE OF NORTH AMERICA. Myrl E. Beck, Jr., en *Journal of Geophysical Research*, vol. 85, n.º B12, págs. 7115-7131; 10 de diciembre de 1980.

CONTINENTAL ACCRETION: FROM OCEANIC PLATEAUS TO ALLOCHTHONOUS TERRANES. Z. Ben-Avraham, A. Nur, D. Jones y A. Cox en *Science*, n.º 4503, págs. 47-54; julio, 1981.

UN INTERRUPTOR GENETICO EN UN VIRUS BACTERIANO

λ REPRESSOR AND CRO-COMPONENTS OF AN EFFICIENT MOLECULAR SWITCH. Alexander D. Johnson, Anthony R. Poteete, Gail Lauer, Robert T. Sauer, Gary K. Ackers y Mark Ptashne en *Nature*, vol. 294, número 5838, págs. 217-223; 19 de noviembre de 1981.

THE OPERATOR-BINDING DOMAIN OF λ REPRESSOR: STRUCTURE AND DNA RECOGNITION. Carl O. Pabo y Mitchell Lewis en *Nature*, vol. 298, n.º 5873, págs. 443-447; 29 de julio de 1982.

THE MOLECULAR BASIS OF DNA-PROTEIN RECOGNITION INFERRED FROM THE STRUCTURE OF CRO REPRESSOR. D. H. Ohlendorf, W. F. Anderson, R. G. Fisher, Y. Takeda y B. W. Matthews en *Nature*, vol. 298, número 5876, págs. 718-723; 19 de agosto de 1982.

GLUBOLAS

QUARKS WITH COLOR AND FLAVOR. Sheldon Lee Glashow en *Scientific American*, vol. 233, n.º 4, págs. 38-50; octubre, 1975.

EL CONFINAMIENTO DE LOS QUARKS. Yoichiro Nambu en *Investigación y Ciencia*, págs. 52-65; enero, 1977.

TEORÍAS GAUGE DE LAS FUERZAS ENTRE PARTÍCULAS ELEMENTALES. Gerard 't Hooft en *Investigación y Ciencia*, págs. 58-77; agosto, 1980.

ECOFISIOLOGIA DE LA SERPIENTE JARRETERA

EFFECTS OF CASTRATION AND ANDROGEN REPLACEMENT ON MALE COURTSHIP BEHAVIOR IN THE RED-SIDED GARTER SNAKE (*THAMNOPHIS SIRTALIS PARIETALIS*) Brian Camazine, William Garstka, Richard Tokarz y David Crews en *Hormones and Behavior*, vol. 14, n.º 4, págs. 358-372; diciembre, 1980.

FEMALE SEX PHEROMONE IN THE SKIN AND CIRCULATION OF A GARTER SNAKE. William R. Garstka y David Crews en *Science*, vol. 214, n.º 4521, páginas 681-683; 6 de noviembre de 1981.

FISICA DE LOS TIMBALES

PERCUSSION INSTRUMENTS AND THEIR HISTORY. James Blades. Frederick A. Praeger, Publishers, 1970.

ACOUSTICS OF PERCUSSION INSTRUMENTS. Thomas D. Rossing en *The Physics Teacher*, I.ª parte, vol. 14, n.º 9, págs. 546-556, diciembre, 1976; II.ª parte, vol. 15, n.º 5, páginas 278-288, mayo, 1977.

PERCUSSION INSTRUMENTS. Thomas D. Rossing en *The Science of Sound*. Addison-Wesley Publishing Co., 1982.

ACOUSTICS OF PERCUSSION. Número especial de *Percussive Notes: The Percussionist*, vol. 19, n.º 3; otoño, 1982. Percussive Arts Society, Department of Music, Universidad de Tennessee, Knoxville, Tenn. 37996.

LA PARED CELULAR DE LOS HONGOS

THE FILAMENTOUS FUNGI. III DEVELOPMENTAL MICOLOGY. Dirigido por J. E. Smith y D. R. Berry. Edward Arnold (Publishers) Ltd.; Londres, 1977.

BIOSYNTHESIS OF THE CELL WALL OF FUNGI. V. Farkas. en *Microbiological Reviews*, n.º 43, págs. 117-144; 1979.

ENCYCLOPEDIA OF PLANT PHYSIOLOGY NEW SERIES, VOL. 13B PLANT CARBOHYDRATES II. EXTRACELLULAR CARBOHYDRATES. Dirigida por W. Tanner y E. A. Loewus. Springer-Verlag; Berlín, 1981.

TEMAS METAMAGICOS

A FRAMEWORK FOR REPRESENTING KNOWLEDGE. Marvin Minsky en *The Psychology of Computer Vision*, dirigido por Patrick H. Winston, McGraw-Hill Book Company, 1975.

THE HANDBOOK OF NONSEXIST WRITING: FOR WRITERS, EDITORS AND SPEAKERS. Casey Miller y Kate Swift. Barnes & Noble, 1980.

TALLER Y LABORATORIO

TWO-DIMENSIONAL TRANSFORMS. Jurgen R. Meyer-Arendt en *Introduction to Classical and Modern Optics*. Prentice-Hall, Inc., 1972.

A CLOSER LOOK AT DIFFRACTION: EXPERIMENTS IN SPATIAL FILTERING. Arthur Eisenkraft en *The Physics Teacher*, vol. 15, n.º 5, págs. 199-211; abril, 1977.

PHYSICAL OPTICS USING A HELIUM-NEON LASER. Arthur Eisenkraft. Metrologic Instruments, Inc., 1980.

Taller y laboratorio

¿Se ha detenido a pensar por qué, y cómo, hierve el agua?

Jearl Walker

El sonido del agua en ebullición preparada para el té o café me resulta tan familiar que apenas si reparo en él. Pero siempre podría decirles cuándo está el agua en plena ebullición, lista para verter en la cafetera o en la tetera. Otra cosa es dar una interpretación pormenorizada de lo que acontece dentro del recipiente. Pese a la dificultad que entraña, se conocen ya casi todos los aspectos termodinámicos del asunto, y así sabemos que ocurren más cosas que las que puedan patentizarse a la vista o al oído.

A la hora de abordar el fenómeno me inspiré en la obra *A Heat Transfer Textbook*, de John Lienhard, de la Universidad de Houston. Un complemento muy útil va a ser una gráfica que relaciona el flujo térmico (o cantidad de calor por unidad de superficie que pasa al agua por unidad de tiempo) con la diferencia de temperatura entre la cacerola (concretamente el fondo de ésta) y la masa de agua. El fondo de la cacerola se pone a más temperatura que el agua, en cuyo seno se establece, consecuentemente, un régimen de convección y se inicia la evaporación.

Creía yo que tal gráfica mostraría una simple curva creciente, en la que se vería que la cantidad de energía cedida al agua aumentaba con la temperatura de la cacerola. No es así: la curva alcanza un máximo, para decaer rápidamente y volver a aumentar a continuación. En las temperaturas más bajas el flujo térmico crece, con la temperatura, pero, conseguido el máximo, desciende bruscamente.

Las temperaturas del agua y del fondo de la cacerola suelen medirse tomando como punto de comparación la temperatura de ebullición normal del agua para la presión existente. El resultado se conoce como temperatura de saturación. Del agua a la temperatura de ebullición se dice que está saturada. Cuando el agua se calienta por encima de su temperatura de saturación, sin cambiar de fase de líquido a gas, se dice que está recalentada. En la gráfica adjunta [*véase la figura 2*], en la escala de temperaturas se reseña la diferencia entre las temperaturas del fondo del recipiente y la de saturación del agua.

Cabría suponer que, en las etapas iniciales de calentamiento, la capa de agua situada por encima mismo de la superficie caliente alcanzaría enseguida la temperatura de saturación, en cuyo caso formaría burbujas de vapor. Pero no: la convección mantiene la temperatura del agua por debajo de la de saturación. ¿Qué sucede? El calor cedido al agua rebaja la densidad de ésta, obligándola a ascender a causa del empuje de Arquímedes. Y el agua más fría desciende al fondo, donde se calienta.

De ese modo, la convección transporta a la superficie el calor transferido al agua. En la superficie, el agua puede cambiar de estado y, si el flujo térmico es suficientemente bajo, este tipo de transferencia prosigue hasta que todo el agua se torna vapor, desprendiéndose de la superficie.

Si el flujo térmico es mayor, el proceso de ebullición alcanza pronto la etapa de ebullición nucleada. Entonces, empiezan a formarse burbujas en el fondo de la cacerola. Si la fuente calorífica es más potente que los hornillos de cocina, el agua atraviesa otra etapa: se forman burbujas de vapor en numerosos lugares y se fusionan en columnas, chorros y volutas de vapor que se elevan hasta la superficie y escapan. En ambas etapas de ebullición nucleada la formación de burbujas de vapor incrementa la transmisión de calor desde la superficie calentada.

Si se hierve agua dulce en el hornillo, en la primera etapa de ebullición nucleada aparecen dos tipos de burbujas: las de vapor y las formadas por el aire disuelto en el agua. Las primeras son burbujas propiamente dichas; las segundas se llaman también pompas. Conforme el agua recibe calor, el aire se ve obligado a salir de la solución formando burbujas aisladas en el fondo.

Distinguir entre ambos tipos de burbujas es fácil atendiendo a su comportamiento. Las pompas (aire) permanecen estables sobre el fondo hasta que se desprenden y suben. Las burbujas (vapor), que no son nítidas, se forman y se rompen para volver a constituirse a razón de 30 a 60 veces por segundo. Estas, aun cuando se desprenden del fondo y comiencen a elevarse, se rompen dentro del agua más fría que encuentran más arriba. (Esta etapa recibe el nombre de ebullición subenfriada, porque sólo está saturada o recalentada la capa de agua más baja.) El agua que haya sido calentada previamente, en un hornillo o la del circuito de agua caliente de un edificio, no genera pompas porque de ella ya se ha eliminado la mayor parte del aire.

En la primera etapa de ebullición nucleada comienzan a aparecer también burbujas de vapor aisladas en ciertos puntos del fondo, que son los llamados focos de nucleación. En éstos se generan burbujas en gran número, pero todas se rompen al poco de formarse o cuando comienzan a elevarse por el agua más fría de encima. Si el flujo térmico prosigue sin interrupción, el agua situada hasta una buena altura por encima del fondo caliente se calienta lo suficiente para que las burbujas lleguen más lejos. Y, si pueden alcanzar la superficie libre, revientan y sueltan el vapor.

Gran parte de la vaporización en las burbujas tiene lugar durante la ascensión por el líquido recalentado. Podría creerse que la mayor parte del calor que transmite el fondo de la cacerola se invierte en formar allí burbujas. No es cierto. La mayor parte del mismo va a parar al agua en contacto con él, bien en las zonas situadas entre los focos de formación de burbujas, bien en el reflujo de agua que se organiza en esos puntos cuando se rompe o se desprende una burbuja.

Cuando crece la temperatura durante la ebullición nucleada, crece nota-

blemente el número de focos de nucleación en el fondo de la cacerola. Entonces las burbujas se fusionan casi al instante en columnas, chorros y volutas de vapor que se quedan en las inmediaciones de los puntos de formación. En esta fase de ebullición, el calor se transfiere al agua con gran rapidez. Las burbujas nacen y abandonan el fondo a una velocidad tal que el agua fluye a borbollones hacia el fondo para recibir allí calor.

La disminución rápida de flujo térmico se presenta a una temperatura algo más elevada: durante la etapa de ebullición llamada transitoria. Se trata de una situación muy peligrosa para los sistemas de enfriamiento industrial; en efecto, mientras en el receptáculo sigue entrando calor, el cedido al agua desciende bruscamente. El aumento de temperatura puede dañar el receptáculo, por cuya razón el régimen transitorio se llama también de ebullición crítica y punto de quemado.

Durante la ebullición crítica todo aumento de la temperatura del recipiente se traduce en una disminución de la cantidad de calor que el agua arrastra consigo. La causa de ello estriba en el vapor que se genera sobre el fondo, ya que la transmisión del calor a través del vapor es más lenta que a través del agua. Cuanto mayor sea la temperatura del recipiente, tanto más se dilatará el vapor y más deficiente será la transmisión de calor.

En la etapa de ebullición a muy alta temperatura, el flujo térmico vuelve a aumentar. En esta etapa, denominada de ebullición laminar, sobre el fondo del recipiente se extiende una capa de vapor uniforme. Y, aunque el flujo térmico empiece siendo escaso por culpa del vapor, la alta temperatura acaba impulsando el calor a través de la capa.

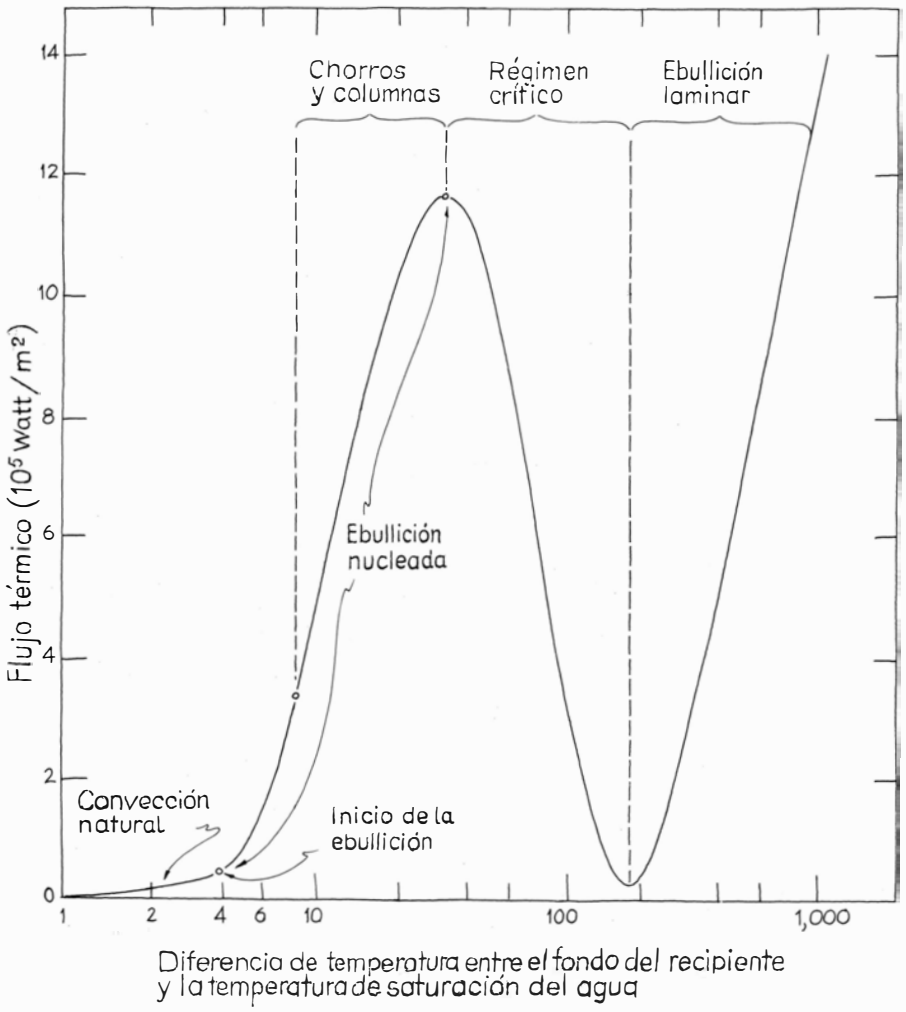
El agua que se haga hervir en un hornillo de cocina no alcanza, empero, temperaturas tan elevadas. Lo que no impide que se manifiesten todas las características de la ebullición hasta el régimen de burbujas aisladas. Lienhard sugiere los experimentos siguientes. Póngase una cacerola con agua del grifo sobre un fuego de cocina encendido al máximo. Pasado un rato, se observará parte de la circulación que resulta cuando el agua caliente abandona el fondo de la cacerola y sube hacia la superficie. Esa circulación se hace visible merced a las diferencias de densidad que aparecen dentro del agua en virtud del calentamiento, lo cual origina variaciones en el índice de refracción del agua y, por ello, deforma la trayectoria de los rayos que se reflejan en el fondo.

No tardarán en aparecer pompas sobre el fondo, posiblemente en los lugares más calientes. En mi cocina eléctrica las espiras calientan de fuera adentro, lo que me faculta para saber cuándo comienzan a calentar las espiras interiores con sólo observar la distribución de las burbujas de aire. Con el propósito de lograr un calentamiento más uniforme interpongo un trozo de aluminio (de 25 milímetros de grueso y un poco más ancho que la cacerola) entre las resistencias y la cacerola. Serviría mejor un trozo más grueso.

Poco después de aparecer las pompas, la cacerola arranca a "cantar". Este sonido revela la rápida creación, oscilación y rompimiento de burbujas de vapor en el fondo. Cuando cada una de ellas se rompe, emite un silbido o clic agudos. (Las pompas no lo hacen porque no se rompen.) A la vez que el agua prosigue calentándose, son más las burbujas de vapor que emiten su nota de ruptura y la cacerola produce todo un murmullo. Mi experiencia me dice que el agua no se halla todavía suficientemente caliente para hacer café.

El ruido se desvanece paulatinamente conforme crece el número de bur-

1. Fotografía de John H. Lienhard de dos etapas de la ebullición de la acetona alrededor de un alambre caliente: **a la izquierda**, *ebullición nucleada y,* **a la derecha**, *ebullición laminar*



2. Las tres etapas de la ebullición

bujas de vapor que sobreviven a su travesía por el agua más fría y alcanzan la superficie, donde revientan en pequeñas salpicaduras. El burbujeo que entonces sobreviene es la señal de que el agua está lista, o sea, en plena ebullición.

Según Lienhard, el movimiento de las burbujas puede observarse más estrechamente con un estroboscopio. Para ello se calienta agua en un vaso de laboratorio de Pyrex. (El vidrio común podría saltar en añicos con el calor.) La frecuencia de destello del estroboscopio se ajusta entre seis y diez hertz. Para que la luz del estroboscopio se difunda convenientemente, delante de éste se coloca un trozo de papel de seda o de vidrio deslustrado. Con las luces de la habitación apagadas puede retardarse el movimiento de las burbujas sobre el fondo del recipiente.

La generación de burbujas se inicia en los minúsculos hoyitos y pequeñas grietas existentes en la base de todo recipiente. Aunque el fondo de cualquier cacerola parezca liso, en realidad está plagado de tales irregularidades diminutas, en algunas de las cuales queda aire atrapado cuando en el recipiente se vierte agua por primera vez; sin que en su interior pueda penetrar agua,pues lo impide la tensión superficial. Estas diminutas bolsas de aire hacen de focos de nucleación de burbujas de aire y de vapor, que luego crecen a medida que el agua recibe calor. En el caso de las burbujas de vapor, el crecimiento se debe a la vaporización del agua recalentada en el aire contenido en el hoyito.

Teóricamente, el radio de la burbuja lo establece una situación de equilibrio. En la superficie de la burbuja, la presión de vapor en el interior de ésta se iguala a la presión exterior ejercida por el agua circundante más la tensión superficial del agua existente en la superficie de separación entre el agua y la burbuja. Lo habitual, sin embargo, es que esta última sea inestable frente a toda perturbación que acorte su radio, pues entonces la tensión superficial se hace incontenible para la presión de vapor interna y la burbuja se rompe. Pero, si por cualquier causa, aumenta el radio de la burbuja, el líquido situado en la superficie de separación se vaporiza en el interior de la misma, con lo cual crece.

El radio teórico de una burbuja estable depende en parte de la temperatura del agua circundante. Al principio, el agua no se recalienta mucho. Entonces, el radio estable es grande y, por tanto, no suelen desarrollarse las burbujas, ya que la mayoría de los focos de nucleación están ocupados por burbujas diminutas. Conforme aumenta la temperatura del agua, disminuye el valor del radio estable y las burbujas tienen más posibilidad de formarse y crecer.

Al subir la temperatura del agua, lo hace también el flujo térmico sobre el agua, por lo menos en la etapa de burbujas aisladas. Pero el flujo térmico entrante no va directamente a las burbujas, sino que éstas actúan a modo de bombas minúsculas que continuamente impulsan al agua más fría a ponerse en contacto con la superficie caliente de la cacerola.

Supongamos que el agua no esté suficientemente caliente para que una burbuja se escape hacia la superficie del agua. Esta burbuja, ubicada sobre un foco de nucleación, dispone de un radio superior al estable y crece, por tanto, mientras el agua se vaporiza en su interior. Pero ese crecimiento fuerza a que la superficie propiamente dicha penetre en una zona de agua más fría y, así, en esa parte de la burbuja, se condensa vapor, aunque siga vaporizándose el agua en la superficie caliente. Con ello, la parte superior de la burbuja comienza a romperse y, seguidamente, se deshace la burbuja entera. La ruptura de la burbuja provoca una minúscula circulación de agua: el agua recalentada del fondo se proyecta hacia arriba y la situada en la parte superior desciende. Y así se calienta el agua más fría. Este mecanismo aumenta la rapidez de transmisión de calor al agua.

Más avanzado el proceso de calentamiento las burbujas de vapor se desprenden de la superficie caliente. Aquí ocurre que la burbuja crece en su foco de nucleación absorbiendo calor del líquido recalentado circundante. Cuando escapa, en su estela arrastra agua más fría, agua situada más lejos de la superficie caliente. Esta circulación acrecienta el flujo térmico hacia el agua, que se va acrecentando, además, porque en esta etapa posterior de ebullición nucleada entran en actividad más focos de nucleación.

En la práctica, la velocidad a la que se transmite calor al agua durante la ebullición nucleada depende parcialmente de la naturaleza de la superficie caliente. El radio de toda burbuja que pretenda formarse en un foco de nucleación está determinado hasta cierto punto por el tamaño del hoyito origen de la nucleación. Los hoyitos grandes y los provistos de fondo plano son, no obstante, inoperantes respecto a la nucleación de burbujas. Cuanto menor sea el hoyito, menor tenderá a ser la burbuja que se forme sobre él. Ahora bien, los hoyitos más pequeños quizá no incidan en las primeras fases de la generación de burbujas, pues los radios de las que nazcan en ellos son menores que el de estabilidad y las burbujas propenderán a romperse. Mas, a medida que crece la temperatura del agua contigua a la superficie caliente, el radio de burbuja estable disminuye y los hoyitos adquieren mayor importancia.

En general, el flujo térmico para una temperatura dada es mayor en una cacerola cuyo fondo presente una superficie rugosa que en una cacerola en la que dicha superficie sea lisa y pulimentada. Esto lo he comprobado sirviéndome de una de mis cacerolas de acero, que calenté a través de una placa de aluminio colocada sobre un hornillo eléctrico. El fondo de esa cacerola estaba surcada de arañazos, consecuencia de años de servicio y de limpiezas con estropajo. Al calentar agua fría, procedente del grifo, en el perímetro de la cacerola se apiñaron las pompas, evidentemente porque en esa parte de la superficie exterior del fondo era mejor el contacto con el alumnio.

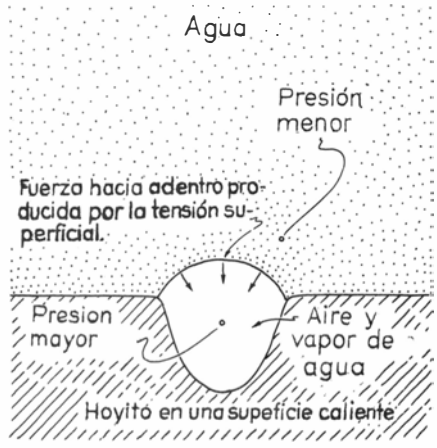
Vi en la superficie interior una nítida red que formaban los arañazos acumulados a través de los años. Las burbujas de aire no se distribuían reflejando tal dibujo. Se presentaban dispersas más o menos uniformemente, al igual que las burbujas de vapor. Innegablemente, los arañazos visibles resultaban de un tamaño excesivo para tomar parte en la formación de burbujas.

A la vez que la cacerola se iba calentando más, la formación de burbujas se extendía desde fuera hacia el centro. Sin embargo, cuando las burbujas de vapor cercanas al perímetro comenzaron a aparecer de golpe, la actividad en las proximidades del centro decreció para acabar desapareciendo. Y eso, ¿por qué? Con toda seguridad, la pieza de aluminio estaba entonces más caliente que nunca. Mi opinión es que tal hecho, aparentemente curioso, se debe a la rapidez del flujo térmico por el anillo perimétrico. En efecto, la nucleación de las burbujas se inicia en ese anillo y, tan pronto las burbujas de vapor tienen la posibilidad de desprenderse, el flujo térmico en el mismo es mucho mayor que el flujo térmico sobre la parte central. O sea, el anillo absorbe calor del aluminio interpuesto en cantidad suficiente para impedir que el agua situada junto al centro de la cacerola se recaliente lo bastante para que en esa zona prosiga la nucleación de burbujas.

Tras vaciar la cacerola y recalentarla brevemente para que se secara el interior, raspé en tres zonas contiguas al perímetro. En una de ellas froté con suavidad dos veces con un estropajo de acero. En otra, hice dos arañazos fuertes con la hoja de un destornillador de acero. Raí un arañazo doble con la punta afilada de una varilla de aluminio. Luego volví a llenar la cacerola con agua del grifo fría y la puse al calor.

En la zona frotada con el estropajo, la generación de burbujas resultó igual que en las zonas del perímetro que no habían tocado. Los surcos abiertos por el destornillador parecían asimismo inoperantes en la nucleación de burbujas y, aunque éstas aparecían en la vecindad, no guardaban relación alguna con los surcos. Los arañazos más someros practicados por la varilla de aluminio generaban grandes cantidades de burbujas, primero de aire (pompas) y luego de vapor.

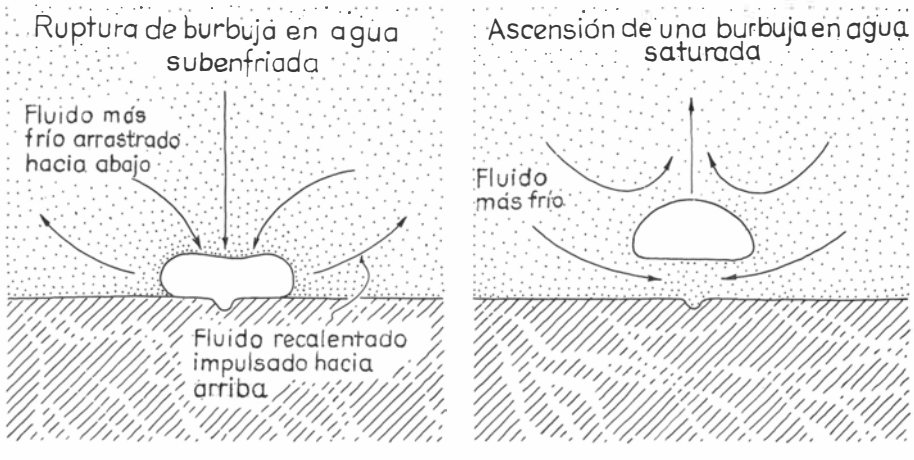
Cuando el agua entró en ebullición turbulenta me fue imposible observarla adecuadamente por lo que, para reducir la ebullición, de tanto en tanto izaba la cacerola. Entonces, aunque la generación de burbujas cesaba casi al instante en todos los demás puntos, en los arañazos practicados con la varilla de aluminio proseguía durante 20 o 30 segundos. No me parece que esos arañazos fuesen realmente focos de nucleación, habida cuenta de su excesiva longitud; lo más probable es que la varilla de aluminio rebrincase un poco al surcar el metal y vaciase pequeños hoyitos en los arañazos, los cuales sirvieron luego de focos de nucleación.



3. Presión interna y externa sobre una burbuja

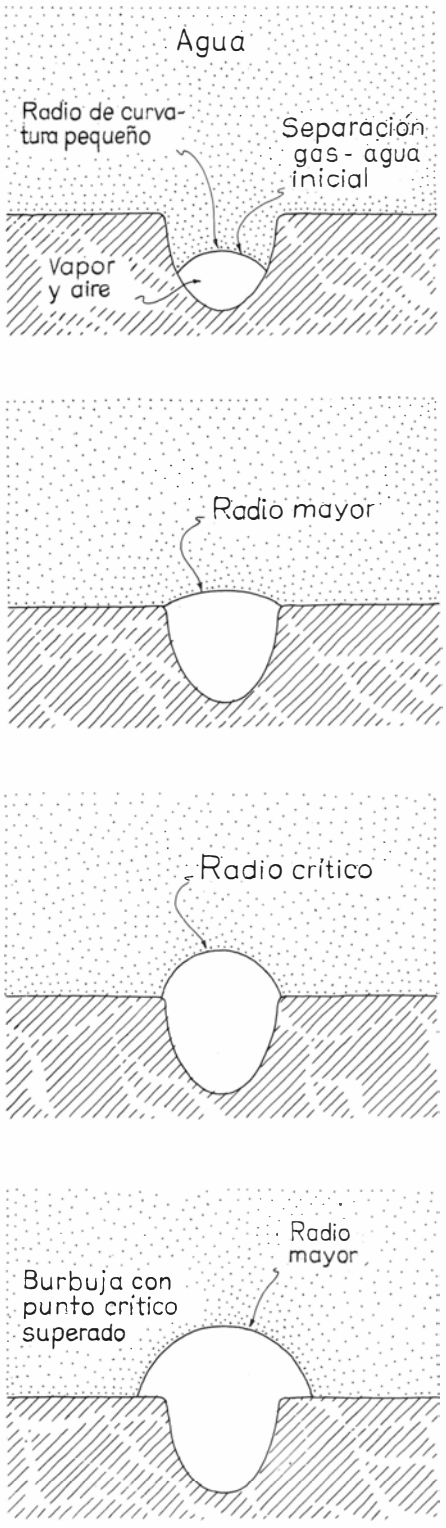
Podemos construir un modelo que describa el crecimiento de una burbuja en una irregularidad superficial, imaginando un hoyito de forma cónica que se hunda en la superficie calefactora. Inicialmente, el aire encerrado en él estará cubierto de una superficie de agua curvada hacia arriba y se encontrará a la misma temperatura que el agua circundante. La presión en el interior de una tal bolsa de gas superará la presión hidrostática circundante, ya que debe contrarrestar la fuerza dirigida hacia dentro que viene producida por la tensión superficial en la superficie de separación entre el agua y el gas. El radio de curvatura de esta superficie de separación lo determina el cociente entre la tensión superficial del agua y la diferencia entre las dos presiones.

El crecimiento de la burbuja se inicia cuando llega a recalentarse la capa de



4. Patrón de circulación a raíz de la ruptura y elevación de una burbuja

agua contigua a la superficie caliente. Entonces, el agua que se halla en la superficie de separación se evapora en el interior del hoyito, aumentando de volumen. Con ello aumenta el radio de curvatura y disminuye la fuerza dirigida hacia dentro debida a la tensión superficial. (Algo parecido acontece cuando hinchamos un globo esférico con la boca. Al principio, el radio de curvatura del globo es pequeño y las fuerzas dirigidas hacia dentro, contrarias a la dilatación, son grandes. Pero cuando el radio de curvatura se hace mayor, tales fuerzas se atenúan y cuesta menos seguir inflando el globo.)



5. Etapas consecutivas del crecimiento de una burbuja

Al hacerse menor la fuerza que se ejerce sobre la bolsa de gas, la diferencia de presiones entre el interior de ésta y el agua circundante se reduce. Esta situación persiste mientras la evaporación hacia el interior de la bolsa va elevando la superficie de separación hasta el borde del hoyito. Llegado este momento, la evaporación subsiguiente y la dilatación de la bolsa empujarán la superficie de separación aún más hacia arriba, pero la burbuja no abandonará todavía el borde.

Seguidamente, la burbuja llega a un punto crítico. Su expansión hacia arriba reduce el radio de curvatura de la superficie de separación, incrementándose la fuerza hacia dentro debida a la tensión superficial. En el punto crítico, el radio de curvatura de la superficie de separación tiene su valor mínimo y, en correspondencia, la intensidad de la fuerza debida a la tensión superficial será máxima. En tal estado, la diferencia entre las presiones en el interior de la burbuja y en el líquido circundante es la máxima.

En esas circunstancias pueden ocurrir dos cosas. Si el agua circundante se encuentra suficientemente recalentada, en la superficie de separación continuará la evaporación. Entonces la burbuja crecerá de tamaño mientras la superficie de separación se aparta del borde del hoyito. Así aumentará el radio de curvatura y decrecerá la fuerza hacia dentro inducida por la tensión superficial, en virtud de lo cual la burbuja seguirá creciendo y quizá acabe separándose de la superficie caliente, dejando tras de sí una bolsa de vapor que servirá de núcleo de formación de la burbuja siguiente.

Pero cabe también que el agua circundante no esté suficientemente recalentada para proveer de vapor a la burbuja suspendida en el borde del hoyito. La burbuja dejará de crecer en ese caso, al menos hasta que la afluencia de calor incremente la temperatura del agua. El punto exacto de calor en que tiene que situarse el agua, para permitir que una burbuja traspase el punto crítico durante su crecimiento, depende, en parte, del tamaño del hoyito. Así, una burbuja en un hoyito relativamente grande (de 10 micrometros de diámetro, digamos) quizá no requiera mucho recalentamiento para atravesar sin dificultad su estado crítico. Y una burbuja en un hoyito pequeño (de un micrometro de diámetro, por ejemplo) llega a su estado crítico con un radio de curvatura menor y, por tanto, con una presión interna mayor. El agua circundante deberá calentarse todavía más para que la burbuja pueda superar el estado crítico. En esto último reside la causa de que los puntos rugosos más pequeños de la superficie caliente tarden más que los grandes en participar en la formación de burbujas.

Mi razonamiento, empero, hace abstracción de que muchísimos puntos de rugosidad no sean cónicos. Como también prescinde de que haya hoyitos que no atrapen aire. Cuando se vierte agua en una cacerola, hay un manto de líquido que avanza sobre los hoyitos y, entonces, que el agua llene o no por completo un hoyito depende de dos factores: la geometría de la cavidad y el ángulo de contacto entre el manto de agua y el metal. Este ángulo es función de la tensión superficial del agua en la superficie de separación entre el aire y el metal. Si es mayor que el ángulo de conicidad del hoyito, el agua en su avance llegará al otro lado del hoyuelo antes que al fondo de éste y, de ese modo, quedará aire atrapado que servirá de foco de nucleación. Si no es así, el aire será desalojado del hoyito por el avance del agua y no podrá servir de foco de nucleación.

En un hornillo de cocina, resulta imposible llegar a la etapa de la ebullición que marca el paso de la formación de volutas y columnas a la fase de quemado del régimen crítico. (Pero vale la pena detenerse en la física subyacente.) ¿Cómo es posible que la velocidad a la que se transmite el calor cambie, de un modo bastante brusco, desde su valor máximo a otro tan bajo que ponga en peligro el recipiente? Hay que tener en cuenta que la velocidad de transmisión máxima se alcanza exclusivamente a causa de la formación de burbujas sobre la superficie caliente. Entonces, cuando las burbujas se sueltan y ascienden, provocan una agitación continua en el seno del agua que lleva agua más fría sobre la superficie caliente. Conforme el proceso de ebullición se acerca a la etapa de máxima transmisión de calor, sobre la superficie caliente surge una red de burbujas, que se desprenden rápidamente y ascienden en columnas o volutas, mientras el agua más fría se ve arrastrada hacia el fondo.

Las columnas de vapor ascendente forman como una malla encima de la

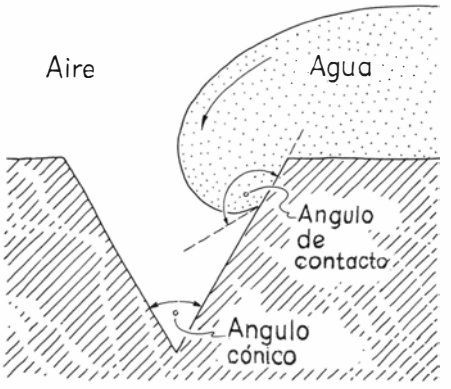
superficie caliente. La situación en la que un fluido menos denso (una capa de vapor) está debajo de otro más denso (el agua) se conoce como inestabilidad de Rayleigh-Taylor. Aquí las columnas de vapor ascendentes se ven forzadas a adoptar una configuración aproximadamente geométrica. En esta etapa, el calor sigue transmitiéndose eficazmente a través del agua, pero a medida que la superficie del fondo se calienta más y más las columnas de vapor deben subir más deprisa al objeto de que se mantenga el régimen de ebullición.

Al final, se mueven con tal rapidez que sus superficies verticales se hunden produciendo ondas en lo que se conoce como inestabilidad de Helmholtz. Como consecuencia, la transmisión pierde eficacia y el proceso de ebullición llega rápidamente al punto de quemado, mientras que la afluencia de calor a la superficie del fondo rebasa la capacidad del sistema para transportar vapor hacia la supeficie libre.

No es el agua, desde luego, el único líquido que puede calentarse o romper a hervir en una cocina. Muchas veces he pasado por la desalentadora experiencia de calentar más de la cuenta alguna salsa espesa. Con las prisas, me ocurre que doy demasiado calor. Luego deduzco que, puesto que la superficie sigue estando fría, el fondo debe estarlo también. Pero, repentinamente, unas enormes burbujas barbotean en la superficie y salpican de salsa todo el hornillo.

Jeffrey C. May, de la Cambridge School de Weston, Massachusetts, tuvo la amabilidad de llamarme la atención sobre tan común error culinario. Atribuye mi falta a la despreocupación por la viscosidad del fluido. Cuando se calienta agua, en la etapa inicial la convección del fluido consigue transportar calor desde el fondo hasta la superficie, donde el agua puede evaporarse. Pero en una salsa espesa la convección no tiene efectos prácticos y el fluido se recalienta en el fondo hasta que se generan burbujas de gran tamaño, aunque la superficie esté todavía fría. Las burbujas se separan del fondo bruscamente y suben hasta la superficie, donde revientan con estrépito.

A la hora de cocer pasta sigo dos reglas para hervir el agua. La primera es calentar un volumen de agua aproximadamente triple del volumen que ocupa la pasta. ¿Por qué? Con menos agua, la ebullición nucleada se detendría al introducir la pasta en la cazuela y la transmisión de calor se limitaría a con-



6. Inundación de un hoyito cónico

vección. O sea, la parte superior del agua se enfriaría, dejando la pasta en agua tibia y complicándole el cronometraje al cocinero. Pero si la cazuela contiene la cantidad de agua correcta, la adición de la pasta afectará apenas a la ebullición.

Jamás he estado muy seguro acerca de la lógica de mi segunda regla. Todas las recetas que he leído mandan agregarle sal a la pasta. Si es para sazonarla, como se supone, ¿por qué no debe añadirse a la salsa? En las explicaciones se afirma que la sal eleva la temperatura de ebullición del agua y que así la pasta se cuece antes. Algo de verdad hay en el aserto, puesto que todo solvente (agua, aquí) que contenga un soluto no volátil (sal, aquí) tiene un punto de ebullición más alto que en estado puro.

En una ebullición turbulenta la presión de vapor del agua debe igualar a la presión atmosférica sobre el agua. Cuando ésta no está saturada, la presión de vapor es inferior a la atmosférica. Si al agua se agrega un soluto como sal, se reduce la presión de vapor en el agua. La causa estriba en que la presencia de la sal (iones de sodio y de cloro) en la superficie frena la posibilidad de que las moléculas de agua escapen. Cuando la solución de agua y sal alcanzan la temperatura de ebullición del agua pura, la presión de vapor es aún inferior a la que se ejercía en ausencia de sal. Pero la temperatura aumenta más, hasta que la presión de vapor termina por igualar la atmosférica; sólo entonces la solución romperá a hervir.

¿Acelera la adición de sal la cocción de la pasta? Añadí media cucharadita de sal de una sola vez a algo menos de dos litros de agua hirviendo. Aunque dupliqué la cantidad de dos cucharaditas que indica una receta clásica, la temperatura del agua subió algo más de un grado. Hay que deducir que la sal sirve sólo de condimento.

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

IMPLANTACION DE IONES EN METALES

METASTABLE ALLOY FORMATION. J. M. Poate en *Journal of Vacuum Science and Technology*, vol. 15, págs. 1636-43; 1978.

AMORPHOUS METALS AND ION IMPLANTATION. W. Grant en *Journal of Vacuum Science and Technology*, volumen 15, págs. 1644-49; 1978.

TREATISE OF MATERIALS SCIENCE AND TECHNOLOGY, vol. 18. Academic Press; 1980.

HIGH DENSITY CASCADE EFFECTS. D. A. Thompson en *Radiation Effects*, volumen 56, págs. 105-150; 1981.

SEMIEMPIRICAL STUDY OF METASTABLE ALLOYS OBTAINED BY ION IMPLANTATION IN METALS AND SEMICONDUCTORS. J. M. López y J. A. Alonso en *Physica Status Solidi* (a) vol. 72, págs. 777-781; 1982.

IMAGENES DE RADAR DE LA TIERRA DESDE EL ESPACIO

REMOTE SENSING: PRINCIPLES AND INTERPRETATION. Floyd F. Sabins. W. H. Freeman and Co., 1978.

SPACEBORNE IMAGING RADAR: GEOLOGIC AND OCEANOGRAPHIC APPLICATIONS. Charles Elachi en *Science*, vol. 209, n.º 4461, págs. 1073-1082; 5 de septiembre de 1980.

SEASAT ORBITAL RADAR IMAGERY FOR GEOLOGIC MAPPING: TENNESSEE-KENTUCKY-VIRGINIA. J. P. Ford en *American Association of Petroleum Geologists Bulletin*, vol. 64, n.º 12, páginas 2064-2094; diciembre, 1980.

DESARROLLO DE MAPAS Y BANDAS EN EL CEREBRO

A PHYSIOLOGICAL MECHANISM FOR HEBB'S POSTULATE OF LEARNING. Gunther S. Stent in *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, vol. 70, número 4, págs. 997-1001; abril, 1973.

A MECHANISM FOR PRODUCING CONTINUOUS NEURAL MAPPINGS: OCULARITY DOMINANCE STRIPES AND ORDERED RETINO-TECTAL PROJECTIONS. Ch. von der Malsburg y W. J. Willshaw en *Experimental Brain Research*; suplemento 1; 1976.

ANATOMY AND PHYSIOLOGY OF EXPERIMENTALLY PRODUCED STRIPED TECTA. M. I. Law y M. Constantine-Paton en *The Journal of Neuroscience*, vol. 1, n.º 7, págs. 741-759; julio, 1981.

ORDENADORES PERSONALES

MICROPROCESADORES. Hoo-min D. Toong en *Investigación y Ciencia*, n.º 14, págs. 80-90; noviembre, 1977.

PERSONAL COMPUTER REPORT. Hoo-min D. Toong y Amar Gupta. Digital Systems Associates, 1982.

MUESTRAS DE VIA LACTEA

AN INTRODUCTION TO NUCLEAR ASTROPHYSICS. Jean Audouze y Sylvie Vanclair. D. Reidel Publishing Co., 1980.

ORIGIN OF COSMIC RAYS: INTERNATIONAL ASTRONOMICAL UNION SYMPOSIUM N.º 94. Dirigido por G. Setti, G. Spada y A. W. Wolfendale. D. Reidel Publishing Co., 1981.

ANOMALOUS ISOTOPIC COMPOSITION OF COSMIC RAYS. S. E. Woosley y Thomas A. Weaver en *The Astrophysical Journal*, vol. 243, n.º 2, 1.ª parte, págs. 651-659; 15 de enero de 1981.

THE ELEMENTAL AND ISOTOPIC COMPOSITION OF GALACTIC COSMIC RAY NUCLEI. R. A. Mewaldt en *Reviews of Geophysics and Space Physics*, en prensa.

INTERACCION ENTRE LA CORRIENTE Y LOS ORGANISMOS SESILES

ANIMALS. R. Riedl en *Marine Ecology*, dirigido por Otto Kinne. John Wiley & Sons, Inc., 1971.

WATER MOVEMENT: PLANTS. H. Schwenke en *Marine Ecology*, dirigido por Otto Kinne. John Wiley & Sons, Inc., 1971.

MECHANICAL DESIGN IN ORGANISMS. S. A. Wainwright, W. D. Biggs, J. D. Curry y J. M. Gosline. John Wiley & Sons, Inc., 1976.

MECHANICAL DIVERSITY OF CONNECTIVE TISSUE OF THE BODY WALL OF SEA ANEMONES. M. A. R. Koehl en *The Journal of Experimental Biology*, vol. 69, págs. 107-125; agosto, 1977.

LIFE IN MOVING FLUIDS. Steven Vogel. Willard Grant Press, 1981.

A LA BUSQUEDA DE NUMEROS PRIMOS

CRYPTOLOGY: THE MATHEMATICS OF SECURE COMMUNICATION. G. J. Simons en *The Mathematical Intelligencer*, vol. 1, n.º 4; 1979.

THE PSEUDOPRIMES TO $25 \cdot 10^9$. Carl Pomerance, J. L. Selfridge y Samuel Wagstaff, Jr., en *Mathematics of Computation*, vol. 35, n.º 151, páginas 1003-1026; julio, 1980.

RECENT DEVELOPMENTS IN PRIMALITY TESTING. Carl Pomerance en *The Mathematical Intelligencer*, vol. 3, n.º 3, págs. 97-105; 1981.

ON DISTINGUISHING PRIME NUMBERS FROM COMPOSITE NUMBERS. L. M. Adleman. C. Pomerance y R. S. Rumely en *Annals of Mathematics*, en prensa.

LAS LUCERNAS DE COSA

COSA I: HISTORY AND TOPOGRAPHY. Frank E. Brown en *Memoirs of the American Academy in Rome*, vol. 20; 1951.

COSA II: THE TEMPLES OF THE ARX. Frank Edward Brown, Emeline Hill Richardson y L. Richardson, Jr., en *Memoirs of the American Academy in Rome*, vol. 26; 1960.

LATE ROMAN POTTERY. J. W. Hayes. British School at Rome, 1972.

COSA: THE MAKING OF A ROMAN TOWN. Frank E. Brown. The University of Michigan Press, 1980.

TEMAS METAMAGICOS

PHILOSOPHY OF MATHEMATICS AND NATURAL SCIENCE. H. Weyl. Princeton University Press; 1949.

SYMMETRY. H. Weyl. Princeton University Press; Princeton, 1952.

GRUNDLAGEN DER MATHEMATIK IN GESCHICHTLICHER ENTWICKLUNG. O. Becker. Alber; Freiburg, 1964.

MAGNITUDES Y LÍMITES DEL PENSAMIENTO MATEMÁTICO. O. Becker. Ediciones Rialp; Madrid, 1966.

MATHEMATIKER ÜBER DIE MATHEMATIK. Dirigido por M. Otte. Springer Verlag; Berlín, 1974.

TALLER Y LABORATORIO

BOILING. G. Leppert y C. C. Pitts en *Advances in Heat Transfer*, vol. 1, dirigido por Thomas F. Irvine, Jr., y James P. Hartnett. Academic Press, 1964.

HEAT TRANSFER IN BOILING AND OTHER PHASE-CHANGE CONFIGURATIONS. John H. Lienhard en *A Heat Transfer Textbook*. Prentice-Hall, 1981.

Taller y laboratorio

Experimentos ingeniosos y sencillos para explicar tres conceptos de física superior

Jearl Walker

Más de uno pensará que las pruebas experimentales relativas a conceptos de la física superior se hallan fuera del alcance del aficionado medio. Sin embargo, Richard E. Crandall, del Reed College, acaba de idear tres experimentos que demuestran lo contrario. El primero aborda el corrimiento Doppler de la luz, y nos lo patentiza acústicamente. Con el segundo determina la constante de Planck, importantísimo personaje de la mecánica cuántica. Por fin, con el tercero, mide la constante de la gravitación universal, que representa un papel del mismo peso en la teoría de la gravitación de Newton. En todos ellos, Crandall se las ha arreglado para reducir a un mínimo las dificultades.

Las figuras de interferencia luminosa son el pan nuestro de cada día en las aulas de física y perfectamente conocidas por la inmensa mayoría de aficionados. Se observan por visión directa o por barrido con un detector de luz. Bien, pues Crandall, ayudado por su alumno Edward H. Wishnow, ha ideado un ingenioso procedimiento para oírlas. ¿Cómo?

Comienza por enviar una haz proveniente de un láser de helio-neón de dos miliwatt hacia un portaobjetos de microscopio. Parte del haz se refleja en éste e ilumina un fototransistor (Motorola MRD3052 NPN, u otro equivalente), el cual hace de detector de luz; el resto atraviesa el portaobjetos y se refleja en un espejo (u otra cosa reluciente) instalado en el cono de un pequeño altavoz. Luego, parte de la luz reflejada en el espejo interfiere con la luz procedente directamente del portaobjetos.

La polarización del transistor (para un nivel cero arbitrario) se consigue con una fuente de 15 volt en serie con una resistencia de 30.000 ohm. Cuando el transistor se ilumina con la luz procedente del portaobjetos, genera una tensión eléctrica que es detectada por un amplificador estéreo corriente. Esa señal amplificada se lleva a un segundo altavoz que la convierte en audible. El otro canal de salida del amplificador está conectado al altavoz que refleja parte del haz láser.

Al mover el espejo, varía la señal del transistor y también la emisión acústica del altavoz productor de sonido. Las propias perturbaciones del aire de la habitación son capaces de producir variaciones perceptibles del sonido. Por ello, para controlar mejor las variaciones, se alimenta el segundo canal de entrada del amplificador con una señal senoidal. Esta se envía al altavoz reflector, obligándolo a oscilar estacionariamente. Así, la emisión acústica de la instalación varía de una manera continua.

La interferencia de la luz en el transistor admite dos tipos de explicaciones. Según una de ellas, el factor crítico es la diferencia entre la distancia que recorre la luz tras reflejarse en el portaobjetos y la que recorre tras reflejarse en el espejo. Las ondas luminosas, cuando brotan del láser, están todas aproximadamente en fase. Algunas se reflejan en el portaobjetos y viajan hacia el transistor; las demás recorren un trayecto distinto para llegar al espejo y al transistor.

La diferencia entre los caminos recorridos por uno y otro conjunto de ondas determina la interferencia en el transistor. Si los trayectos son tales que ambos conjuntos de ondas llegan en fase, la interferencia será constructiva: el transistor se ilumina fuertemente y transmite una señal intensa al amplificador. Si los caminos recorridos son tales que las ondas llegan en oposición de fase, la interferencia será destructiva: el transistor no se ilumina y envía una señal más débil al amplificador.

Supongamos que las primeras ondas luminosas lleguen en fase. Supongamos asimismo que el láser se aleje del espejo una distancia igual a un cuarto de la longitud de onda de la luz que emite. Entonces, la luz reflejada en el altavoz tendrá que recorrer una distancia adicional igual a una semilongitud de onda. (O sea, deberá viajar un cuarto de longitud de onda más para llegar al altavoz; a la vuelta, lo mismo para llegar al transistor.) Esta distancia adicional hará que las ondas alcancen el transistor en oposición de fase. Así, el cono del altavoz reflector, a la vez que se mueve paralelamente al haz luminoso, determina que varíe la intensidad de la señal del transistor.

Se puede oír el movimiento desorganizado del espejo a medida que lo van perturbando los leves movimientos del aire que hay en la habitación. Pero si una señal senoidal lo excita de modo que oscile de manera más regular, las variaciones de la interferencia en el transistor generarán una señal repetitiva. El espejo se desplaza mucho más que un cuarto de longitud de onda, por lo que, durante cada oscilación, la interferencia en el transistor producirá numerosos máximos y mínimos.

Vayamos con la segunda versión. Aunque distinta, es una explicación afín hasta la ahora descrita. Se basa en el efecto Doppler de la luz. La longitud de onda es función de la frecuencia, que se define como el número de ondas que pasan por segundo por un punto dado. La frecuencia de la luz percibida por un observador depende, en parte, de su movimiento con relación a la fuente luminosa. Supongamos que el observador se halle en reposo respecto a la fuente; así percibirá una luz de una frecuencia determinada. Si la fuente avanza hacia él, la frecuencia que perciba será mayor. Este desplazamiento de la frecuencia se llama a veces corrimiento hacia el azul, porque lo es hacia una frecuencia más alta y, por ello, hacia el extremo azul del espectro visible. Si la fuente se aleja del experimentador, la frecuencia de la luz que perciba será menor. A este deplazamiento de la frecuencia se alude cuando se habla de corrimiento hacia el rojo. Ambos desplazamientos, hacia el azul y hacia el rojo, son efectos Doppler.

También se produce el fenómeno, claro está, cuando el observador se acerca o se distancia de la fuente. La cuantía del corrimiento depende de las velocidades relativas del observador y de la fuente. Cuanto más se aproxima la velocidad a la de la luz, tanto mayor será el efecto Doppler, hecho que resulta crucial para deducir el movimiento de los cuerpos celestes; midiendo el corrimiento de la luz emitida por éstos se calcula con qué velocidad se están acercando o alejando de la Tierra.

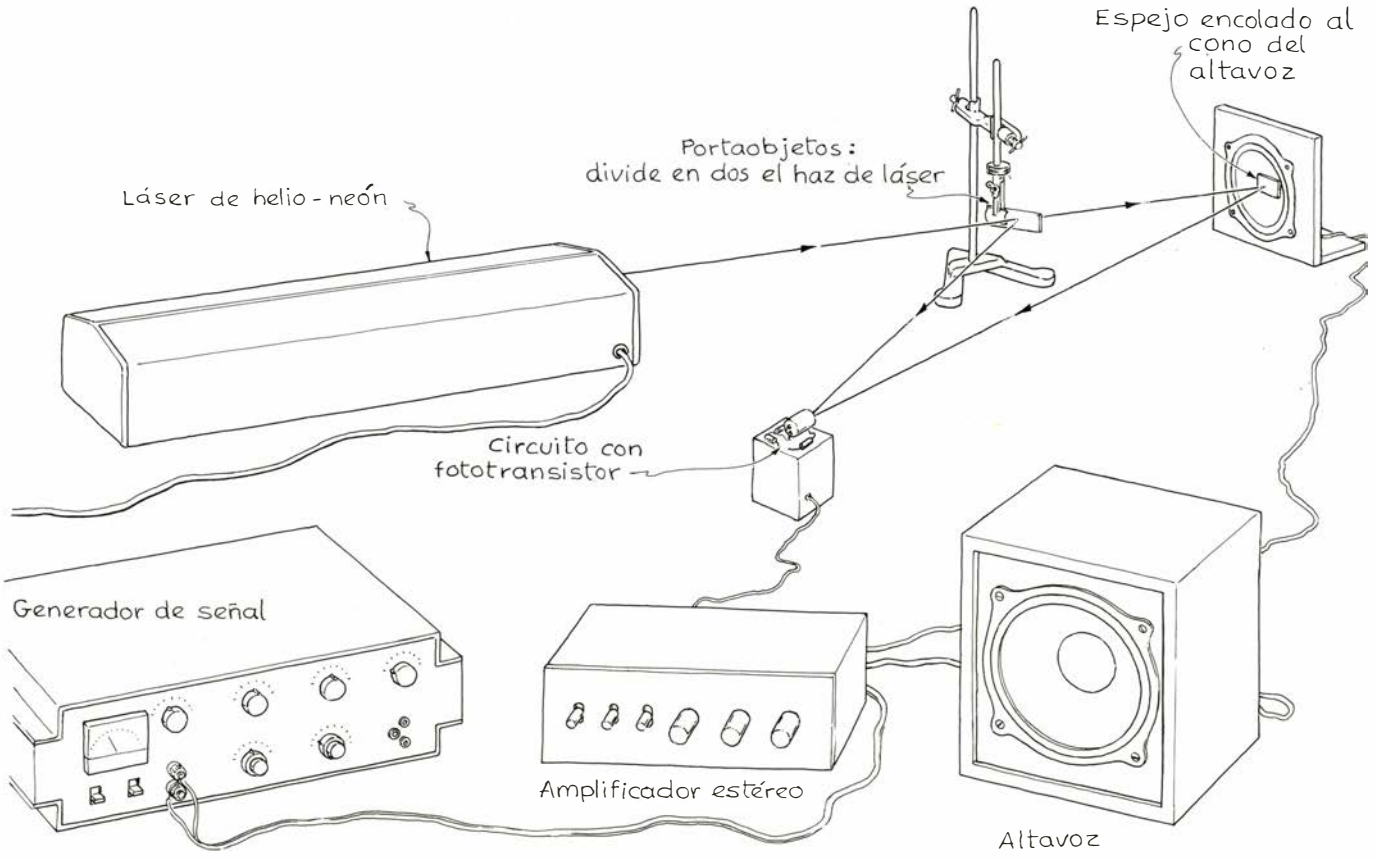
En el experimento de Crandall y Wishnow el espejo se mueve a una velocidad baja, comparada con la propia de la luz; por cuya razón el corrimiento de la frecuencia es muy pequeño. En realidad, la frecuencia se desplaza el doble, una vez porque el espejo se mueve respecto al láser y otra vez porque se mueve respecto al transistor. En el primer caso, la fuente luminosa es el láser; en el segundo, el espejo actúa de fuente (ya que emite luz) y el transistor, de observador.

Para calcular el corrimiento Doppler de la luz, hay que echar mano de la teoría de la relatividad restringida de Einstein. Ahora bien, la velocidad del movimiento oscilatorio del altavoz es tan reducida, en comparación con la velocidad de la luz, que puede hacerse un cálculo aproximado fundamentado en la física clásica. Así resulta que el corrimiento de la frecuencia vale el doble de la frecuencia no desplazada multiplicada por el cociente entre velocidad del espejo y velocidad de la luz.

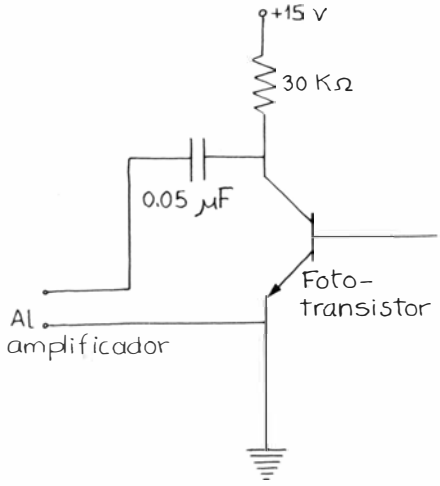
La luz que llega al transistor procedente del portaobjetos no ha sufrido desplazamiento. Pero la procedente del espejo sí, hacia frecuencias mayores o menores según sea el movimiento del espejo en el momento en que la luz lo alcanza. Esas dos señales se interfieren en el transistor y crean una frecuencia de pulsación. La iluminación neta en el transistor varía entre la interferencia constructiva y la destructiva con una frecuencia de pulsación igual a la diferencia entre la frecuencia no desplazada de luz y la desplazada. Esa pulsación la percibe el experimentador en forma de variaciones del sonido que brota del altavoz emisor. Diciéndolo de otro modo, oye un conjunto de señales sonoras que es función del corrimiento de la luz.

A finales del siglo XIX el tema de la radiación térmica planteaba un problema grave a la física. Todos los cuerpos emiten ondas electromagnéticas de acuerdo con la temperatura de su superficie. Parte de esa radiación puede encontrarse dentro de la zona visible del espectro electromagnético, por lo que puede observarse a simple vista; pero todas las superficies emiten asimismo radiación que cubre una zona mucho más ancha del espectro. Por ejemplo, un atizador que se caliente en un hogar despedirá una radiación infraroja que podrá sentirse mucho antes de que la superficie se caliente lo bastante para despedir el consabido brillo rojo.

Armados de la termodinámica clásica y de la fresca brillantez de la teoría de la radiación electromagnética de James Clerk Maxwell, los físicos acometieron la tarea de deducir una expresión para la intensidad de la radiación térmica en función de la frecuencia. Sus repetidos esfuerzos sólo lograron aproximaciones. Para las bajas frecuencias, una expresión matemática deducida por Lord Rayleigh se acercó a los resultados empíricos; mas para las altas frecuencias esa expresión fracasó. Efectivamente, según predecía dicha expresión, la potencia radiada a alta frecuencia debía ser infinitamente grande, lo que resultaba a todas luces falso. Aquel revés matemático se conocería por catástrofe ultravioleta. Con anterioridad, Wilhelm Wien había avanzado una expresión que daba re-



1. Montaje de Richard E. Crandall para convertir en sonido el corrimiento Doppler de la luz



2. Circuito detector

sultados correctos para las altas frecuencias, aunque no valía para las bajas frecuencias.

El problema se resolvió en 1900 cuando Max Planck presentó una fórmula que concordaba fielmente con las pruebas experimentales en todas las frecuencias. En el hallazgo hubo mucho de suerte. Pasaron varias semanas antes de que Planck comprendiera por qué era válida. Como modelo teórico de superficie radiante, Planck imaginó que la radiación se debía a un gran número de pequeños osciladores, de manera tal que la intensidad de la radiación para una frecuencia determinada fuera el efecto combinado del modo en que estaban distribuidos tales osciladores. Pero lo sorprendente de ese modelo residía en que los osciladores no podían poseer una energía cualquiera, sino que la energía de cada uno de ellos estaba limitada a valores concretos que eran múltiplos enteros de uno fundamental dado por el producto de una constante (la que hoy llamamos constante de Planck, *h)* por la frecuencia *f* del oscilador.

Planck carecía de toda información acerca de la naturaleza atómica de la superficie radiante y no había tales osciladores imaginarios. Pero aquél descubrimiento trascendental le permitió sostener que la radiación térmica era función de la frecuencia. Más importante todavía, aquél trabajo de Planck anunciaba la era de la mecánica cuántica: a escala microscópica los valores de la energía quedaban limitados a determinadas cantidades discretas, múltiplos enteros de *hf*.

Aunque la constante de Planck revista un interés fundamental en la mecánica cuántica de átomos y partículas elementales, podemos medirla en un experimento sorprendentemente sencillo ideado por Crandall y su colega Jean F. Delord. El montaje consta de un filtro cromático, un detector de luz y una bombilla de 60 watt de filamento de wolframio con el vidrio no esmerilado. La luz procedente del filamento de la bombilla se filtra de modo que al detector llegue sólo una banda de frecuencias estrecha. Luego se mide la intensidad luminosa de esa banda para dos potencias de alimentación a la bombilla. Los resultados se introducen en una fórmula que proporciona un valor de la constante de Planck.

El filamento de la bombilla se calienta con el paso de una corriente eléctrica. La luz que emite comprende una banda ancha de frecuencias de las zonas visibles e infrarroja. En 1879 Josef Stefan calculó que la potencia radiada por una superficie era igual al producto de cuatro factores: (1) el área de la superficie, (2) la así llamada constante de Stefan, (3) la temperatura de la superficie elevada a la cuarta potencia y (4) cierto valor conocido como emisividad del material.

Para unos valores dados del área y de la temperatura, hay un material que, en teoría, emitiría una cantidad de energía máxima. A dicho material se le atribuye una emisividad unidad y recibe el nombre de cuerpo negro. Se trata de una materia ideal que no existe; la potencia emitida por todas las superficies reales es inferior. A cada superficie se asigna entonces una emisividad menor que 1, según la bondad de su calidad de emisor. En nuestro experimento, el filamento de la bombilla trabaja suficientemente caliente para que sea casi un cuerpo negro. Por ello, Crandall y Delord le asignan, a efectos operativos, una emisividad unidad.

En la expresión moderna de la constante de Stefan figura la constante de Planck; se la relaciona con la potencia total radiada por el filamento. Aparece asimismo en la fórmula concebida por Planck para expresar la intensidad de la luz radiada a una frecuencia dada. Para obtener un valor de la constante de Planck, Crandall y Delord realizan dos conjuntos de medidas. En cada uno de ellos, la potencia total radiada por el filamento la determinan midiendo la potencia eléctrica suministrada a la bombilla. Miden además la intensidad de la luz que atraviesa el filtro cromático. Este juego de medidas lo repiten después para otro valor de la potencia suministrada a la lámpara. Introducen los datos obtenidos en una fórmula que resulta de combinar la ley de Stefan (para la potencia radiada total) con la fórmula de Planck (que da la intensidad luminosa a una frecuencia determinada).

En la figura 3 se muestra la fórmula citada. Esta se halla afectada por un redondeo cuyo objeto es simplificar el cálculo; apenas altera la precisión con la que proporciona el valor de la constante de Planck. Las letras *I* y *P* representan la intensidad y la potencia que miden Crandall y Delord en su experimento. La fórmula requiere asimismo un valor para la velocidad de la luz, que es de 3×10^8 metros por segundo. La letra *f* simboliza la frecuencia de la luz que deja pasar el filtro. Este, en realidad, no deja pasar una sola frecuencia, sino una banda estrecha de ellas, pero se toma el valor situado en el centro. Con una banda más estrecha, la aproximación introduciría menos error.

La letra *A* que aparece en la fórmula designa la superficie del filamento. Para medirla, Crandall y Delord proyectan una sombra de éste sobre una pared. Luego miden las dimensiones de esa imagen y las reducen a la escala que supone la ampliación de la proyección. La ampliación puede determinarse fácilmente colocando una regla junto a la lámpara y midiendo su imagen sobre la

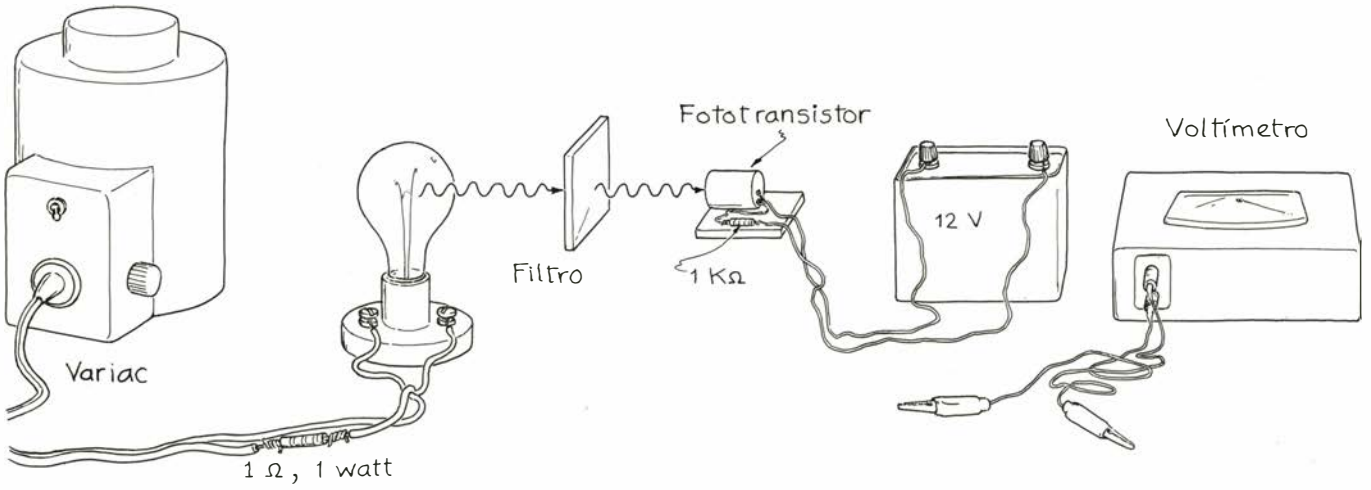
Ley de Stefan — $P = \epsilon A \sigma T^4$

Constante de Stefan — $\sigma = \dfrac{2\pi^5 k^4}{15 h^3 c^2}$

Fórmula de Planck — $I = \dfrac{Nf^3}{\exp(hf/kT) - 1}$

Fórmula aproximada para determinar la constante de Planck — $h \simeq \dfrac{15c^2}{2\pi^5 A f^4} \cdot \dfrac{P_1 P_2}{(P_1^{1/4} - P_2^{1/4})^4} \cdot \mathrm{Log}^4 \left(\dfrac{I_1}{I_2}\right)$

3. Fórmulas para determinar la constante de Planck



4. Cómo medir la constante de Planck, según Crandall

pared. En su experimento, el valor de A resultó ser de $5{,}2 \times 10^{-5}$ metros cuadrados.

Para graduar la potencia suministrada a la lámpara se sirven de un Variac (nombre comercial de un autotransformador de relación variable). Para calcular la potencia, miden la tensión en la resistencia de 0,1 ohm en serie con la bombilla. Esa tensión dividida por la resistencia da la intensidad de la corriente eléctrica que atraviesa dicha resistencia y también el filamento.

Seguidamente miden la tensión en la bombilla. Esta tensión multiplicada por la intensidad de la corriente es la potencia suministrada a la bombilla. Según Crandall, si no se dispone de un Variac, éste puede reemplazarse por una batería de 12 volt, pero en tal caso habrá que ajustar la corriente con una resistencia conveniente al objeto de suministrar a la bombilla dos niveles de potencia.

El filtro instalado entre la bombilla y el fotodetector es de celofán verde adquirido de Corion Instruments, Inc. (73 Jeffrey Avenue, Holliston, Mass. 01746). La frecuencia introducida en el cálculo de la constante de Planck fue de $5{,}3 \times 10^{14}$. De otras firmas de material científico pueden obtenerse filtros similares y puede trabajarse con otros colores. La banda de frecuencias, o sea, la gama de frecuencias que deja pasar el filtro, debe ser lo más estrecha posible, pero incluso un filtro barato sirve para determinar un valor muy aceptable de la constante de Planck.

El circuito detector se compone de un fototransistor, una resistencia de 1000 ohm y una batería de 12 volt. La respuesta espectral del fototransistor carece de importancia, pues la frecuencia de la luz que lo ilumina no varía. La intensidad de la corriente que atraviesa el circuito detector se determina midiendo la caída de tensión en la resistencia. Pero no es necesario que la intensidad de corriente se pase a unidades de intensidad luminosa, ya que en la fórmula sólo participa un cociente de dos intensidades y, por ello, los factores de conversión desaparecen.

Crandall me ha proporcionado los siguientes datos a título de ejemplo. Con una potencia de 19,3 watt consumida en la bombilla, la corriente de detección tenía una intensidad de 0,81 miliampère. Cuando la potencia consumida subió a 36,5 watt, la intensidad de la corriente cambió a 7,57 miliampère. A partir de esos datos, Crandall y Delord calcularon una constante de Planck de $4{,}9 \times 10^{-34}$ joule-segundo, valor bastante próximo al normalmente aceptado de $6{,}6 \times 10^{-34}$ joule-segundo. La desviación se debe a que la banda de frecuencias del filtro es finita y a que la emisividad del filamento no es exactamente 1.

De las distintas fuerzas fundamentales del universo, la más patente en nuestra vida cotidiana es la de gravitación. Percibimos la atracción gravitatoria sobre nuestros cuerpos porque la masa de la Tierra es muy grande. Pero la atracción gravitatoria que se ejercen una pareja de objetos cualesquiera de nuestro entorno es tan pequeña que pasa inadvertida, pues es largamente superada por otras fuerzas mucho mayores, tales como el rozamiento.

¿Cómo poner de manifiesto y medir en un laboratorio la fuerza gravitatoria entre dos masas? Henry Cavendish fue el primero en abordar el tema en 1798. Su montaje experimental consistía en un brazo de madera de unos 180 centímetros de longitud, suspendido horizontalmente mediante un alambre delgado. En cada extremo del brazo fijó una bola de plomo de unos cinco centímetros de diámetro. La suspensión mostraba una extrema sensibilidad a toda fuerza tendente a rotar el brazo en torno al alambre de suspensión.

Para materializar tal fuerza, a una de las bolas montadas en el brazo se acercaba una tercera bola de plomo, cuya atracción gravitatoria sobre la primera ejercía una fuerza tendente a rotar el brazo en torno al alambre de suspensión. Para acrecentar dicha fuerza, acercaba, a la bola del otro extremo del brazo, una cuarta bola por el otro lado del dispositivo.

Cavendish puso buen cuidado en proteger el montaje de las corrientes de aire. Además, para que la masa de su propio cuerpo no influyera en la experiencia, preparó un dispositivo de mando a distancia para manejar las bolas tercera y cuarta. Medía el ángulo de rotación observando un haz luminoso que se reflejaba en un espejo solidario del alambre del que colgaba el balancín.

Con las bolas de plomo tercera y cuarta en situación, la barra rotaba levemente hasta que el momento resistente del alambre retorcido contrarrestaba la atracción gravitatoria. Se medía esa posición de equilibrio. Luego, las bolas tercera y cuarta se colocaban nuevamente de modo que ejercieran fuerzas en sentidos contrarios y volvía a medirse el ángulo de equilibrio. La diferencia entre los ángulos de cada posición se dividía por dos con el propósito de obtener una medida exacta de la rotación en cada caso.

Con tales números, Cavendish calculó la intensidad de la fuerza gravitatoria entre cada par de bolas situadas en el extremo de la barra. Desde Isaac Newton se conocía la expresión matemática de la fuerza gravitatoria entre dos ma-

sas. La intensidad de dicha fuerza es directamente proporcional a las masas que se atraen e inversamente proporcional al cuadrado de la distancia que las separa. En la expresión matemática aparece, asimismo, un factor de proporcionalidad llamado constante de gravitación. A Newton le importunaron mucho sobre la forma de determinar tal constante, pues su única prueba de la existencia de la gravitación no se basaba en otra cosa que en un objeto de enorme tamaño cuya masa no se conocía bien (tal es la Tierra). El atractivo e interés del experimento de Cavendish radicaba en que se basaba en masas mucho más pequeñas que podían medirse fácilmente. Cavendish calculó para la constante de gravitación un valor de $6{,}754 \times 10^{-11}$ $N(m^2/kg^2)$, muy próximo al actualmente aceptado de $6{,}668 \pm 0{,}005) \times 10^{-11}$ $N(m^2/kg^2)$. (N representa newton, m metro y kg kilogramo).

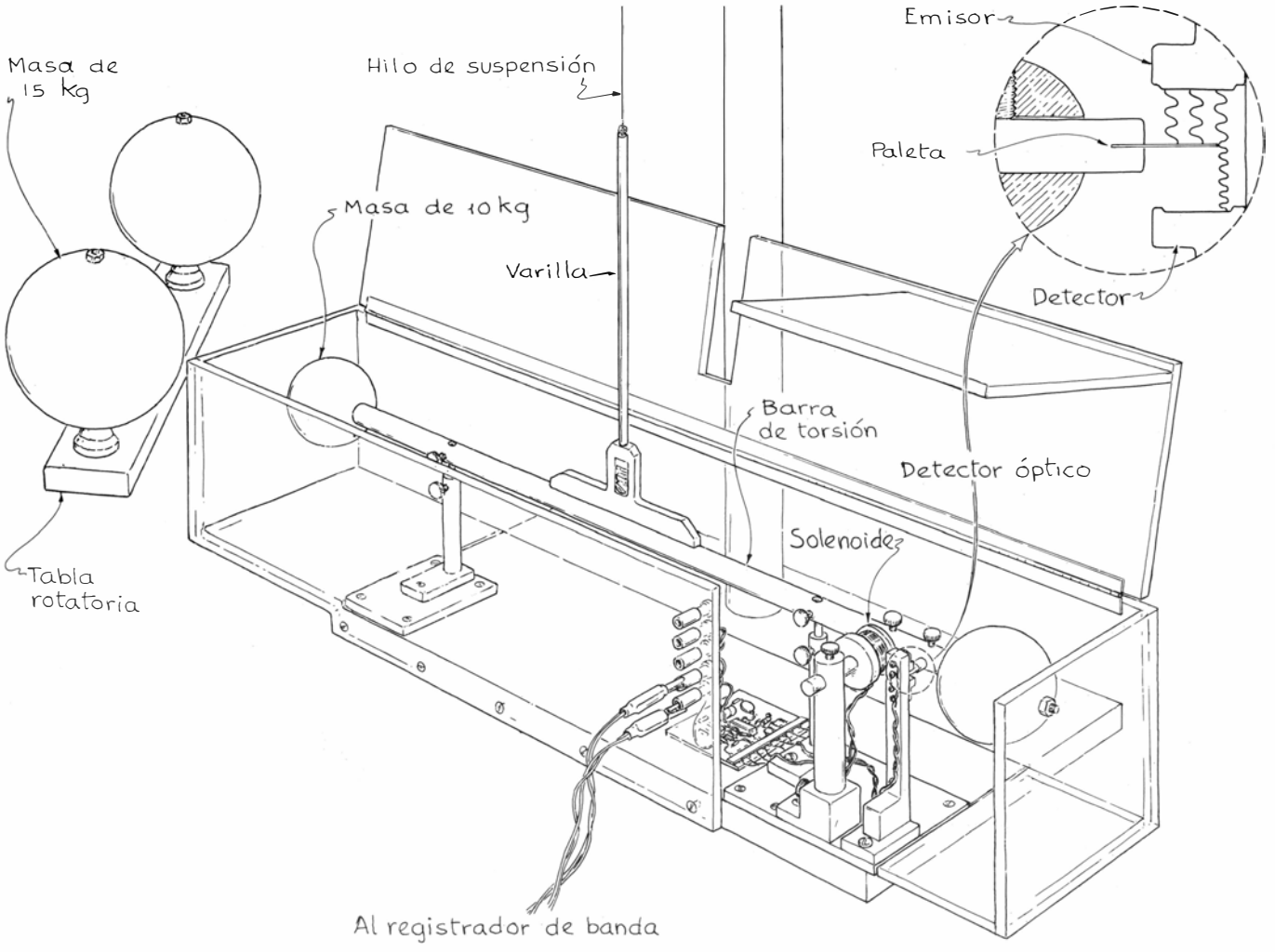
El experimento de Cavendish no es una demostración habitual en física, por su minuciosa laboriosidad. La barra necesita un buen rato para inmovilizarse en su posición de equilibrio y toda perturbación procedente del entorno (por ejemplo, del movimiento del experimentador por el laboratorio) supone un alargamiento del tiempo de asentamiento. Un ensayo semejante consume horas interminables. Trabajando sobre un prototipo construido por Greg Eibel, del Reed College, Crandall ha ideado una ingeniosa versión electrónica del experimento de Cavendish que dura sólo unos minutos y proporciona un valor para la constante de gravitación cifrado en $(7{,}5 \pm 1{,}5) \times 10^{-11}$ $N(m^2/kg^2)$.

En tanto que el experimento clásico de Cavendish se apoyaba en la rotación de una barra, el de Crandall se basa en impedir tal rotación. En este caso, la intensidad de la fuerza gravitatoria se mide a través de la fuerza magnética necesaria para impedir la rotación de una barra de torsión cuando se acerca a ésta otra masa. Un sensor o captador óptico registra entonces la posición de la barra.

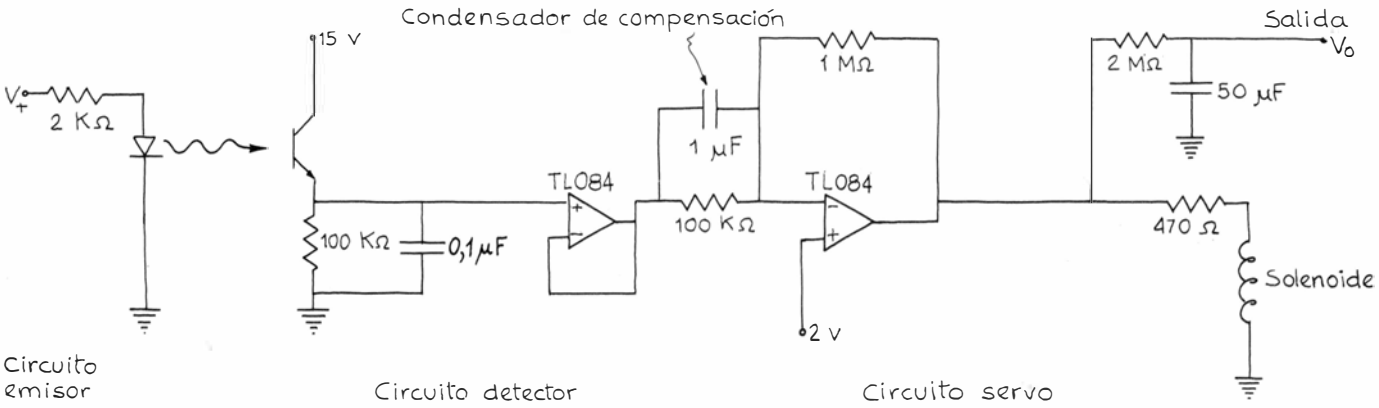
Cuando la masa adicional se aproxima a una de las montadas en la barra, el inicio de la rotación dispara un servomecanismo que ejerce sobre la barra una fuerza magnética suficiente para detener el movimiento. Graduando el servomecanismo, mide Crandall la atracción gravitatoria que sufre la masa montada en la barra. Un experimento completo puede durar sólo unos 20 minutos.

La barra pende de un trozo de cuerda de piano que desciende desde un soporte asido al techo hasta un vástago rígido unido al centro de la barra. Aunque no es imprescindible, el vástago contribuye a amortiguar las vibraciones de la cuerda. En ambos extremos de la barra se montan masas de 10 kilogramos, al igual que en el dispositivo clásico. Y junto a uno de los extremos se encola un imán dentro de un agujero que atraviesa la barra. En cuanto ésta empieza a rotar, un solenoide del servomecanismo atrae magnéticamente el imán y tiende a anular el giro.

El captador óptico se compone de un emisor infrarrojo y un detector infrarojo que se instalan junto al extremo de la barra provisto del imán. En la figura



5. Mecanismo de Crandall para medir la constante de la gravitación universal



6. Circuito para el experimento relativo a la gravedad

6 se muestra el esquema eléctrico del dispositivo. El emisor es un diodo simple que radia una pequeña cantidad de calor cuando lo atraviesa la corriente procedente de una fuente de alimentación de tensión constante. El detector es un transistor cuyas características eléctricas varían en presencia de calor.

Entre el emisor y el detector se sujeta una paleta de tal modo que, inicialmente, apantalle al detector de la mitad de la radiación. Entonces, cuando la barra comienza a girar en un sentido, el detector queda más al descubierto y el servomecanismo actúa tendiendo a devolver la barra a su orientación original. Con la rotación en el sentido contrario, se apantalla una mayor porción del detector y también entra en acción el servomecanismo.

La señal de salida del detector atraviesa un circuito constituido por dos amplificadores operativos y otros elementos. El sistema está continuamente comparando la señal del detector con una tensión de referencia de dos volt. Si la barra está en posición de equilibrio y la paleta protege del emisor infrarrojo a medio detector, la señal de salida de éste igualará a la de referencia. Pero si la barra gira y descubre una mayor porción del detector, se destruirá la igualdad entre ambas señales y el sistema enviará una corriente a través del solenoide, generando éste un campo magnético que atraerá al imán sujeto a la barra. La intensidad de la corriente de correción necesaria se lee indirectamente, a partir de la variación de la tensión de salida (V_o en la ilustración), que aparece en un voltímetro o en un registrador de banda.

La primera operación para graduar el dispositivo es la de calcular la constante de torsión de la cuerda de piano de la que cuelga la barra. Cuando ésta gira cierto ángulo, el hilo metálico, al retorcerse, produce un momento de torsión resistente igual a su constante de torsión multiplicada por el ángulo de rotación. Para calcular esa constante, Crandall determina dos valores numéricos. Con el servomecanismo desconectado hace que la barra oscile en torno a su posición de equilibrio y mide el período de oscilación. Este tiempo se llama período natural de la barra. Seguidamente, calcula el momento de inercia de la barra (respecto al punto de suspensión). Podemos deducir la constante de torsión del hilo metálico mediante la fórmula $k = I(2\pi/P)^2$, donde k es la constante de torsión, I el momento de inercia y P el período natural.

En la operación siguiente se relaciona la tensión de salida del servomecanismo con el momento de giro actuante en la barra. Con el servomecanismo conectado, se hace girar un ángulo prefijado el soporte del hilo de suspensión para retorcerlo. La barra no se mueve, impedida por la atracción magnética del solenoide. Entonces, la tensión de salida del circuito cambia de valor. Esta variación se divide por el ángulo de torsión y la constante de torsión: da lo que Crandall llama ganancia torsional del dispositivo. El resultado, un coeficiente (volt por unidad de momento de giro), le permite convertir la tensión de salida, medida durante cada experiencia, en el valor del momento de giro que actúa en la barra en virtud de la atracción gravitatoria ejercida sobre uno de los extremos de la misma.

Por ejemplo, cuando una masa de 15 kilogramos roza casi una de las masas de la barra, la tensión de salida varía en unos 25 milivolt. La intensidad de la fuerza que sufre la masa montada en la barra se calcula multiplicando la variación de la tensión de salida por la mitad de la longitud de la barra y dividiendo por la ganancia torsional. La constante de gravitación se obtiene introduciendo esta fuerza en la fórmula que expresa la ley de Newton, junto con la distancia entre los centros de la masa de 15 kilogramos y de la masa montada en la barra.

Para facilitar la introducción de la masa suplementaria, Crandall emplea a veces una tabla giratoria con una masa de 15 kilogramos montada en cada extremo. Su funcionamiento es más o menos como el de las bandejas giratorias para servir comidas que en Norteamérica llaman *lazy Susan.* Rotando la tabla en un sentido, se acerca una de las masas a un costado de una de las masas montadas en la barra. Esta se ve atraída hacia la masa suplementaria, pero el servomecanismo impide que ésta apenas se mueva. Cuando la tabla gira en el otro sentido, al costado opuesto de la masa montada se acerca la otra masa de 15 kilogramos.

El tiempo de asentamiento del dispositivo lo establece el condensador de compensación, que es del orden de un microfarad. Cuando Crandall acerca una masa de 15 kilogramos a uno de los extremos de la barra, la variación de la tensión de salida tarda en manifestarse unos dos o tres minutos escasos. Tal rapidez en la respuesta hace que la versión de Crandall del experimento de Cavendish sea idónea para experiencias de cátedra; una medida exacta de la constante de gravitación precisa únicamente de unos 20 minutos de observaciones.

Por su trabajo acerca de la constante de gravitación, Crandall ganó en 1981 la Apparatus Competition de la Asociación Americana de Profesores de Física. Este experimento y el que sirve para medir la constante de Planck aparecerán próximamente en el *American Journal of Physics,* donde se ha publicado ya el relativo al efecto Doppler en la luz. Bruce Eaton, colega de Crandall, ha contribuido con sus ideas a alguno de estos proyectos.

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

CULTIVO A GRAN ESCALA DE CELULAS DE MAMIFERO

TISSUE CULTURE: METHODS AND APPLICATIONS. Dirigido por Paul F. Kruse, Jr., y M. K. Patterson, Jr. Academic Press, 1973.

CELL CULTURE. Dirigido por William B. Jacoby e Ira H. Pastan. Academic Press, 1979.

OPTIMIZING CULTURE CONDITIONS FOR THE PRODUCTION OF ANIMAL CELLS IN MICROCARRIER CULTURE. J. M. Clark y M. D. Hirtenstein en *Annals of the New York Academy of Sciences*, volumen 369, págs. 33-46; 1981.

MAQUINAS QUE CAMINAN

ADAPTIVE LOCOMOTION OF A MULTILEGGED ROBOT OVER ROUGH TERRAIN. R. B. McGhee y G. I. Iswandhi en *IEEE Transactions on Systems, Man, and Cybernetics*, vol. SMC-9, n.º 4, págs. 176-182; 1979.

DYNAMIC STABILITY AND RESONANCE IN A ONE-LEGGED HOPPING MACHINE. M. H. Raibert en *Proceedings of the 4th Symposium on Theory and Practice of Robots and Manipulators*, dirigido por A. Morecki, G. Bianchi y K. Kedzior. Elsevier Scientific Publishing Co., 1981.

A WALKING ROBOT. Ivan E. Sutherland. The Marcian Chronicles, Inc., Pittsburgh, 1982.

CELULAS CILIADAS DEL OIDO INTERNO

SENSITIVITY, POLARITY, AND CONDUCTANCE CHANGE IN THE RESPONSE OF VERTEBRATE HAIR CELLS TO CONTROLLED MECHANICAL STIMULI. A. J. Hudspeth y D. P. Corey en *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, vol. 74, n.º 6, págs. 2407--2411; junio, 1977.

HUELLAS DE PISADAS DE ANIMALES EXTINTOS

DIE FOSSILIEN CAURIERFÄHRTEN. Hartmut Haubold. Die Neue Brehm-Bücherei, Ziemsen, Wittenberg Lutherstadt, 1974.

FOSSIL TRACKS AND IMPRESSIONS OF VERTEBRATES. William A. S. Sarjeant en *The Study of Trace Fossils: A Synthesis of Principles, Problems, and Procedures in Ichnology*, dirigido por Robert W. Frey. Springer-Verlag; Heidelberg, 1975.

ESPECTROSCOPIA DE RMN DE CELULAS VIVAS

MAPPING OF METABOLITES IN WHOLE ANIMALS BY ^{31}P NMR USING SURFACE COILS. Joseph J. H. Ackerman, Thomas H. Grove, Gordon G. Wong, David G. Gadian y George K. Radda en *Nature*, vol. 283, n.º 5743, págs. 167-170; enero, 1980.

EXAMINATION OF A CASE OF SUSPECTED MCARDLE'S SYNDROME BY ^{31}P NUCLEAR MAGNETIC RESONANCE. Brian D. Ross, George K. Radda, David G. Gadian, Graeme Rocker, Margaret Esiri y James Falconer-Smith en *The New England Journal of Medicine*, vol. 304, n.º 22, págs. 1338-1342; 28 de mayo de 1981.

IN VIVO CARBON-13 NUCLEAR MAGNETIC RESONANCE STUDIES OF MAMMALS. J. R. Alger, L. O. Sillerud, K. L. Behar, R. J. Gillies, R. G. Shulman, R. E. Gordon, D. Shaw y P. E. Hanley en *Science*, vol. 214, n.º 4521, páginas 660-662; noviembre, 1981.

NUCLEAR MAGNETIC RESONANCE AND ITS APPLICATIONS TO LIVING SYSTEMS. David G. Gadian. Oxford University Press, 1982.

FISICA DE LOS TUBOS DE ORGANO

SOUND PRODUCTION BY ORGAN FLUE PIPES. N. H. Fletcher en *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 60, n.º 4, páginas 926-936; octubre, 1976.

HARMONIC GENERATION IN ORGAN PIPES, RECORDERS AND FLUTES. N. H. Fletcher y Lorna M. Douglas en *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 68, n.º 3, págs. 767-771; septiembre, 1980.

WAVE PROPAGATION ON TURBULENT JETS, II: GROWTH. S. Thwaites y N. H. Fletcher en *Acustica*, vol. 51, n.º 1, págs. 44-49; junio, 1982.

ORIGEN DE LA RADIACION COSMICA X DE FONDO

THE LUMINOSITY OF SERENDIPITOUS X-RAY QSOs. Bruce Margon, Gary A. Chanan y Ronald A. Downer en *The Astrophysical Journal*, vol. 253, n.º 1, 2.ª parte, págs. L7-L11; 1 de febrero de 1982.

INICIOS DE LA AGRICULTURA EN LA PENINSULA IBERICA

LOS COMPLEJOS MICROLAMINARES Y GEOMÉTRICOS Y DEL EPIPALEOLÍTICO MEDITERRÁNEO ESPAÑOL. J. Fortea en *Memorias del Seminario de Prehistoria y Arqueología*, n.º 4; Salamanca, 1973.

SEGUNDA CAMPAÑA DE EXCAVACIONES EN LA CUEVA DE LOS MURCIÉLAGOS, ZUHEROS (CÓRDOBA). A. M. Vicent y A. M. Muñoz en *Excavaciones Arqueológicas de España*, n.º 77; Madrid, 1973.

LA CULTURA DE LAS CUEVAS CON CERÁMICA DECORADA EN ANDALUCÍA ORIENTAL, 2 VOL. M. S. Navarrete. Universidad de Granada; 1976.

EL NEOLÍTICO DE LA PENÍNSULA IBÉRICA. ESTADO ACTUAL DE LOS PROBLEMAS RELATIVOS AL PROCESO DE NEOLITIZACIÓN Y EVOLUCIÓN DE LAS CULTURAS NEOLÍTICAS. B. Martí, en *Papeles del Laboratorio de Arqueología-Saguntum*, n.º 13, págs. 59-98; Valencia, 1978.

COVA DE L'OR (BENIARRÉS, ALICANTE), VOL. 1 Y 2. B. Martí y otros. *Trabajos Varios del S.I.P.*, n.os 51 y 63; Valencia, 1977 y 1980.

TEMAS METAMAGICOS

EL AZAR Y LA NECESIDAD. ENSAYO SOBRE LA FILOSOFÍA NATURAL DE LA BIOLOGÍA MODERNA. Jacques Monod. Barral Editores; Barcelona, 1971.

EL GEN EGOÍSTA. Richard Dawkins. Editorial Labor; Barcelona, 1979.

THE SCHEME OF THINGS. Allen Wheelis. Harcourt Brace Jovanovich, Inc., 1980.

THETAMAGICAL MEMAS: SENTENCE-LIKE VIRUSES AND SELF-STRUCTURING REPLICATORS. Egbert B. Gebstadter en *Literary Australian*, vol. 1, n.º 248, págs. 22-14; enero, 1983.

TALLER Y LABORATORIO

LISTENING TO THE DOPPLER SHIFT OF VISIBLE LIGHT. R. E. Crandall y E. H. Wishnow en *American Journal of Physics*, vol. 49, n.º 5, págs. 477-478; mayo, 1981.

Taller y laboratorio

Osciladores térmicos: sistemas que zumban, se balancean o ululan a instancias del calor

Jearl Walker

Los osciladores térmicos entran en los programas de física dentro del apartado dedicado a los sistemas oscilantes alineales y automantenidos. En ellos, una parte del sistema vibra ininterrumpidamente porque recibe calor. Voy a ocuparme aquí de cuatro de esos ingenios; dos son nuevos y los otros dos ya conocidos en el siglo XIX. Los cuatro se fundamentan en una redistribución periódica del calor, pero son completamente distintos entre sí.

Pierre Welander, de la Universidad de Washington, ha ideado un original oscilador térmico que funciona a base de agua. Consiste en unos tubos comunicantes, cuyos dos extremos están conectados al fondo de sendos recipientes anchos. Los tubos y aproximadamente la mitad de cada recipiente están llenos de agua. Los recipientes quedan abiertos por arriba. Cuando el codo de unión de los tubos recibe calor, mientras que los extremos superiores de éstos se refrigeran. El nivel del agua contenida en el artefacto comienza a oscilar entre uno y otro tubo, con un período comprendido entre varios minutos y varias horas.

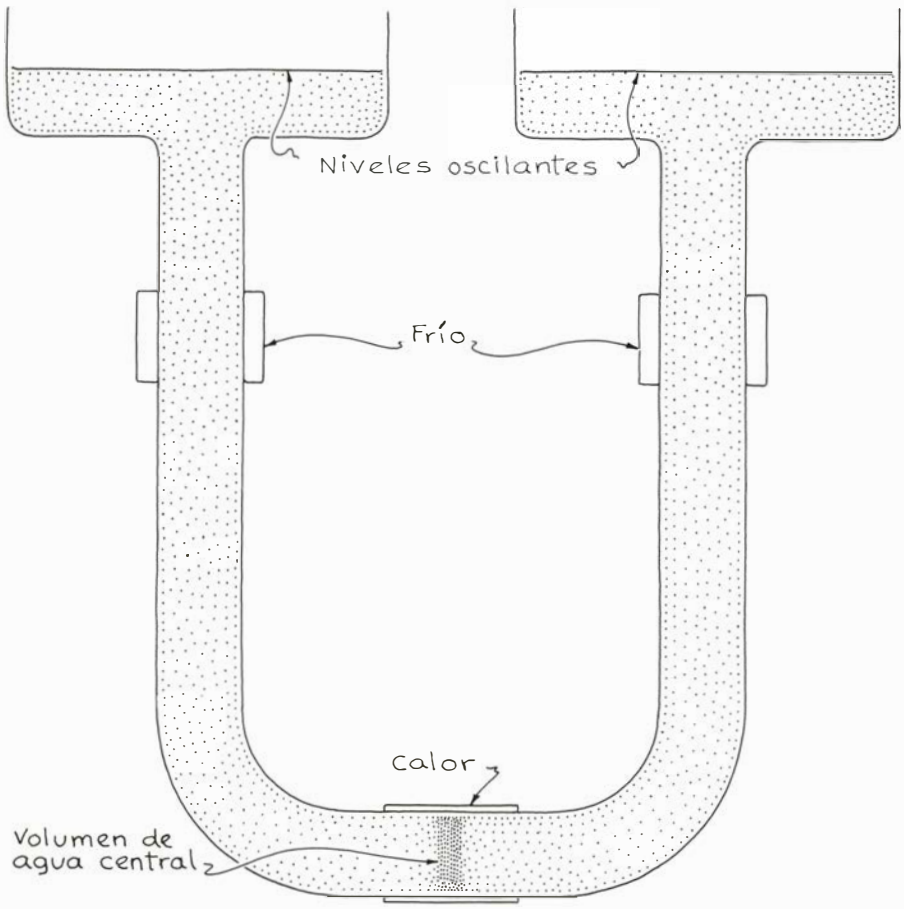
Supongamos que el sistema se encuentra inicialmente en equilibrio, conteniendo ambos tubos la misma cantidad de agua con iguales distribuciones de temperaturas. Fijémonos en el diminuto volumen de agua encerrado en una rebanada muy fina situada en la sección transversal del centro del codo de unión. Este volumen estará comprimido en ambas caras en virtud del peso del agua existente en cada tubo.

El peso de una columna de agua lo determinan dos cosas: la altura de la columna y la densidad del agua. La densidad depende de la temperatura: el agua más fría es más densa que la más caliente. Como, al principio, los dos tubos tienen el mismo nivel de agua y la misma distribución de temperaturas, el volumen de agua central está comprimido por igual en ambas caras y, por tanto, se encuentra inmóvil y toda esa masa de agua está en equilibrio.

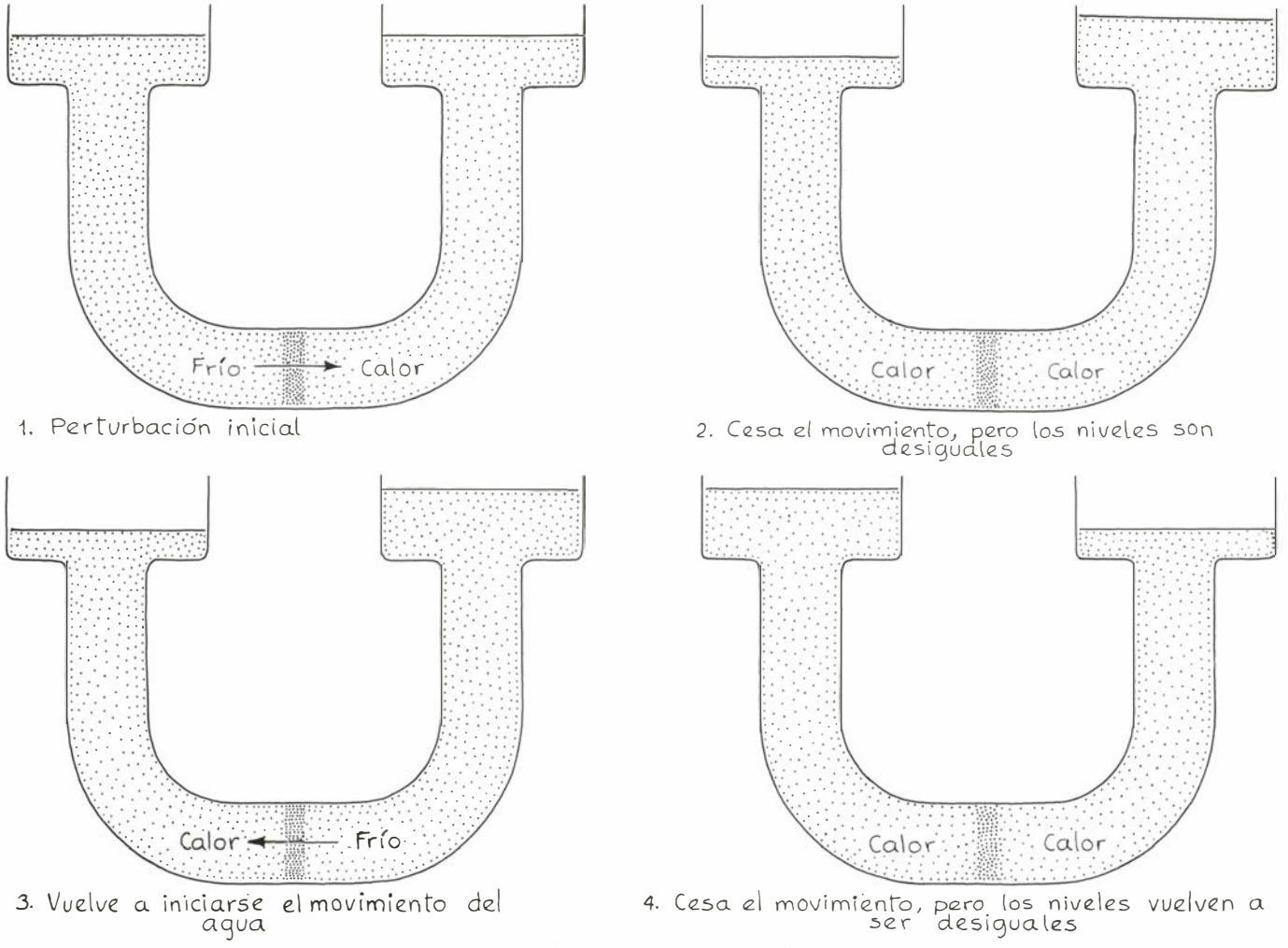
Supongamos que una perturbación procedente del entorno provoque el desplazamiento de derecha a izquierda de una pequeña cantidad de agua. Este movimiento romperá la simetría del sistema: ahora ambos tubos diferirán en la altura de sus niveles de agua y en las distribuciones de temperaturas. En efecto, con ese movimiento, el nivel del agua en el tubo izquierdo descenderá y bajará agua fría, mientras que subirá el nivel en el tubo derecho y a la parte derecha del codo de unión afluirá agua más caliente.

Si los recipientes conectados a los extremos de los tubos son anchos, las variaciones de los niveles de agua serán inicialmente pequeñas. Mayores consecuencias acarrea la ruptura de la simetría en la distribución de temperatura. Como el agua más fría arribada a la parte izquierda del codo es más densa que la desplazada hacia la parte derecha, el volumen de agua central ya no estará sometido a la misma presión en ambas caras, sino que será mayor la que sufra la cara izquierda. Desigualdad de presiones que tenderá a impulsar más agua hacia la derecha.

Aunque la variación inicial de los niveles de agua sea pequeña, el paso continuo de un lado a otro acrecienta la diferencia hasta que ésta deviene importante. Con ello, y a consecuencia de la diferencia de niveles, el tubo derecho acabará ejerciendo sobre el volumen central una presión mayor que el tubo izquierdo. La corriente de izquierda a derecha remite y, muy pronto, cesa. Se trata de un proceso gradual; el calentamiento y la refrigeración tienen ocasión de restablecer la simetría de temperaturas. En el instante en que cesa la corriente, la distribución de temperaturas del sistema vuelve a ser aproximadamente simétrica; pero entonces la altura del agua será mayor en el tubo derecho que en el izquierdo y el agua comenzará a regresar al tubo izquierdo, reanudándose el ciclo en sentido contrario. El sistema permanece en oscilación.



1. Condiciones físicas del oscilador térmico ideado por Pierre Welander



2. Esquema de la corriente en un oscilador fluido

Esta corriente oscilante proseguirá indefinidamente a causa del calentamiento y refrigeración de los tubos. Si se deja que éstos alcancen una temperatura uniforme, la oscilación se amortiguará sin tardanza hasta un estado estable con iguales niveles de agua en los dos tubos. Pero mientras continúen el calentamiento y la refrigeración, persistirá la oscilación. Y ello porque cada vez que el sistema atraviese el estado en que ambos niveles son iguales, el desequilibrio de densidades impulsará al agua hasta hacerlos desiguales, manteniendo la oscilación.

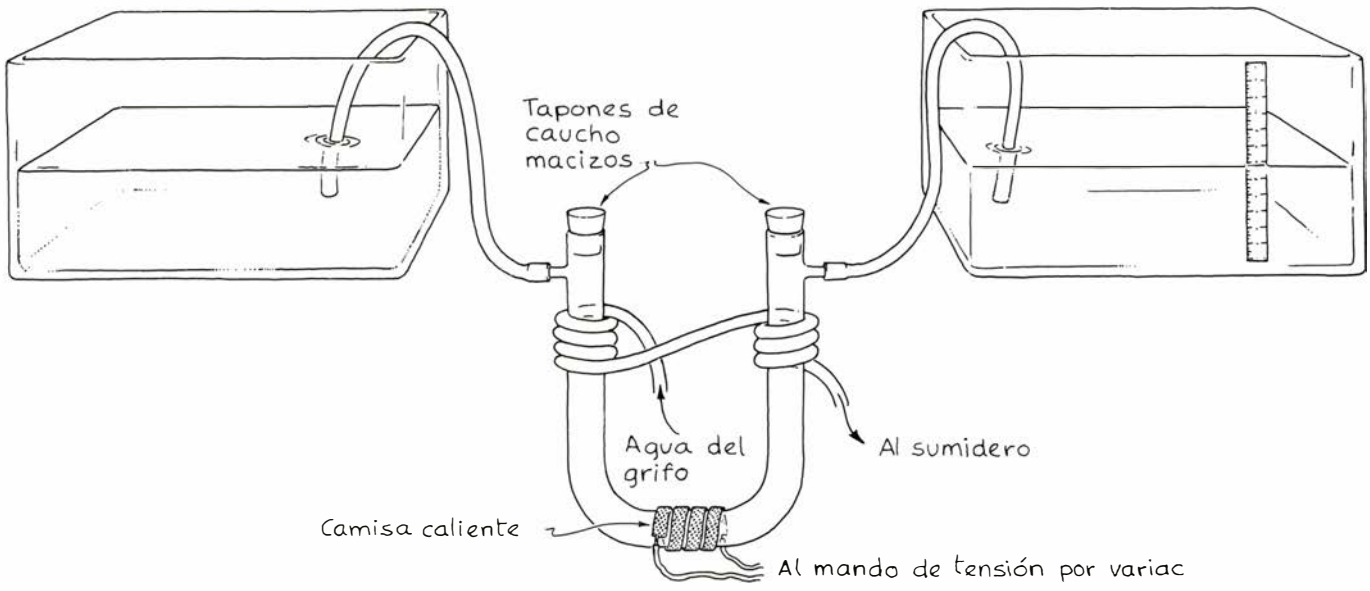
Para que el sistema entre en oscilación tiene que reunir ciertas características geométricas. La superficie superior de los recipientes será mayor que la sección transversal de los tubos en una cuantía que es función de la distribución de temperaturas en el agua. Así, el cociente de la sección de cada recipiente entre la sección del tubo debe ser mayor que 5000 dividido por la diferencia de temperaturas máximas que se establezca en el agua merced al calentamiento y refrigeración.

Por ejemplo, si el montaje produce una diferencia de temperaturas de 50 grados Celsius, la superficie de cada depósito será al menos 100 veces mayor que la sección de los tubos. Una diferencia de temperaturas menor exigiría un cociente entre superficies aún mayor. Por supuesto, si los depósitos son desmesuradamente grandes, quizá cueste percibir la oscilación de los niveles de agua.

Esta condición que deben cumplir las dimensiones relativas tiene su origen en la interacción de las presiones sobre el volumen central considerado del codo de unión. Supongamos que una perturbación exterior inicial impulsa una pequeña cantidad de agua hacia la derecha. La asimetría de temperaturas consiguiente tenderá a impulsar más agua hacia la derecha, a lo que se opone la diferencia entre los niveles de agua en ambos lados. Entonces, si la superficie de los depósitos es demasiado pequeña, el paso del agua creará inmediatamente una diferencia de niveles más que suficiente para detener la corriente producida por la asimetría de temperaturas. El equilibrio se restablecerá rápidamente.

Para que se inicien las oscilaciones, las áreas superficiales de la parte superior de los depósitos habrán de alcanzar cierto tamaño. De ese modo, la corriente provocada por la asimetría de temperaturas no producirá inmediatamente una gran diferencia de niveles. Así, la corriente de agua dispondrá de tiempo para establecerse. El período de las oscilaciones lo fijan las áreas relativas de los depósitos y los tubos, la longitud de éstos, la viscosidad del agua y la aceleración de la gravedad.

Puede construirse un artefacto semejante al de Welander soldando unos depósitos de vidrio a los extremos de unos tubos comunicantes. Como éstos deben ser de pyrex para que no salten en añicos a consecuencia del calentamiento y enfriamiento, la soldadura de los depósitos me pareció excesivamente dificultosa. Tampoco vi fácil montar un sistema tan delicado que permaneciera vertical. Busqué unos tubos comunicantes provistos de ramas laterales junto a los extremos; las conecté a unos recipientes de plástico mediante trozos de manguera de caucho. Los recipientes eran iguales: la sección transversal



3. Dispositivo oscilador similar al de Welander

superior de los dos era unas 200 veces mayor que la sección transversal de los tubos.

Con cinta adhesiva sujeté una regla transparente a la pared interior de uno de los recipientes, de modo que pudiera controlar el nivel del agua. Llené de agua los tubos y, hasta la mitad aproximadamente, los recipientes. En torno al fondo del codo de unión arrollé una camisa calefactora de las que utiliza cualquier laboratorio de química. Contiene la camisa un conductor eléctrico de gran resistencia que genera calor. La conecté a un mando de tensión con autotransformador de relación variable (Variac), y así poder ajustar la cantidad de calor suministrada a los tubos. (Me esmeré muchísimo para asegurarme de que ninguna infiltración de agua repentina alcanzara los conductores.)

Como elemento enfriador empleé manguera de caucho de pared fina por cuyo interior circularía agua del grifo. La arrollé en varias vueltas alrededor de los extremos de los tubos. Aunque con este procedimiento conseguía enfriar, desde luego, el agua situada en la parte superior de los tubos, llegué a la conclusión de que necesitaba un método más eficaz, ya que la conducción de calor a través de la pared de vidrio de los tubos y el caucho de la manguera me pareció excesivamente lenta.

No disponía de método para medir la distribución de temperaturas en el agua contenida en los tubos. Tras experimentar ajustando el Variac de varios modos, logré mi propósito de observar pequeñas oscilaciones de los niveles del agua de los recipientes. El correspondiente a la regla se elevaba y descendía a razón de un milímetro aproximadamente cada cinco minutos. Estas oscilaciones no eran amplias ni siempre regularmente espaciadas; pero eran del tipo de las observadas por Welander: desaparecían al suprimir los dispositivos de calentamiento y enfriamiento.

Welander me señaló un indicador más sensible del nivel de agua. De un brazo corto de alambre se cuelga un tapón de corcho desde el borde del recipiente, de modo que flote en el agua. En el corcho se instala una pajita vertical. Cuando varía el nivel del agua, el corcho flotante rota en torno al brazo de alambre y el extremo superior de la pajita amplifica el movimiento.

Welander ha descrito asimismo un oscilador térmico de otro tipo. Dentro de un recipiente con agua se forma periódicamente una capa de hielo. Este experimento lo realizó con unos 50 litros de agua en una tinaja de plexiglás, aislada térmicamente, cuyo fondo era un cuadrado de 50 cm de lado. Junto al fondo dispuso un elemento calefactor, capaz para unos 100 watt. Este calor lo distribuían unos agitadores magnéticos que mezclaban continuamente el agua. El dispositivo lo almacenó en un compartimento cuyo aire se mantenía a 20 grados Celsius. Además, el aire situado encima del agua estaba asimismo sometido a una agitación continua.

Welander registraba la temperatura del agua a media altura del recipiente. Así, se dedicó a observar la formación de hielo: la superficie del agua se helaba y fundía periódicamente cuando la temperatura del líquido variaba aproximadamente en unos 10 grados. Durante la fase de la oscilación en que la superficie se helaba, la temperatura del agua crecía hasta unos 10 grados Celsius para disminuir casi hasta el punto de solidificación durante la fase sin hielo. El período de oscilación rondaba las 50 horas.

Cualquiera puede observar oscilaciones de solidificación y fusión similares en su propia casa. Welander sugiere emplear un termo de boca ancha. Este se llena de agua hasta arriba, se introduce un serpentín de calefacción dentro del agua y se guarda el conjunto en un congelador. Entonces, se formará y deshará hielo periódicamente, aunque las oscilaciones no serán tan uniformes como las observadas por Welander en su dispositivo de mayor tamaño.

He repetido el procedimiento, con un ligero cambio. Por serpentín de calefacción empleé el calefactor de inmersión que me sirve para preparar el agua del café instantáneo. Lo suspendí en la posición correcta dentro del termo valiéndome de varias tiras de cinta adhesiva reforzada. Pero la envuelta metálica del calefactor sobresalía por la superficie del agua, con lo que el calor que desprendiese interferiría con la formación periódica de hielo.

Enchufé entonces el calefactor a un Variac para tantear la velocidad a la que se cedía calor al agua. La junta de caucho que reviste los bordes de la puerta de mi congelador apretaba lo suficiente para permitirme cerrarla por completo sobre el cordón de alimentación. Si así no hubiera sido, ya me encontraba preparado para rellenar el borde con tela, que bloqueara el paso de aire ambiental. Puse el mando del congelador al máximo. Aquí también tomé mis precauciones para que el agua no se derramará sobre la alimentación eléctrica.

Las oscilaciones en la formación de hielo se deben a la mala transmisión del calor a través del hielo (en comparación con la transmisión a través del agua agitada mecánicamente o bien por convección). El calor que cede al sistema la resistencia eléctrica sumergida debe propagarse hacia arriba, porque los costados del recipiente están aislados. Además, la superficie del agua se enfría merced a un aire que se encuentra a una temperatura inferior a su punto de solificación.

El sistema puede evolucionar hacia dos estados estacionarios posibles. En uno de ellos, la superficie del agua permanece líquida porque el aire no se encuentra especialmente frío y el calor que suministra la resistencia impide siempre la congelación. Como el calor se propaga hacia arriba por conducción y convección dentro del agua, la transmisión de calor, suficientemente rápida, impide la solidificación.

En el otro estado estacionario, la parte superior del sistema se halla siempre solidificada porque el aire está muy frío y la velocidad de aporte de calor no es elevada. El calor cedido por la resistencia es transportado hasta la capa de hielo por conducción y convección. En ese lugar, atraviesa el hielo lentamente y las corrientes convectivas en el seno del aire lo arrastran. En este caso, el estado del sistema es estacionario porque, aunque la conducción a través del hielo sea lenta, no lo es hasta el punto de impedir que la temperatura del agua subyacente se eleva hasta fundir el hielo.

Las oscilaciones pueden desencadenarse cuando el aire esté muy frío y, alta, la velocidad de aportación de calor por parte de la resistencia. Supongamos que el agua no esté solidificada. Entonces el aire robará calor a la superficie con rapidez suficiente para que comience la solidificación. Una vez formada la capa de hielo, disminuye la eliminación de calor del sistema, pues el hielo no es un transmisor térmico de tan buena calidad como el agua líquida agitada. Por tanto, la temperatura del agua situada bajo el hielo comienza a crecer, hasta que se calienta lo suficiente para fundir el hielo.

Cuando este último desaparece, se acrecienta la velocidad de transferencia de calor y disminuye la temperatura del agua. Posteriormente, la temperatura de la superficie retornará al punto de solidificación y se formará una nueva capa de hielo.

En 1805, un inspector descubrió otro tipo de oscilador térmico en una fundería de Sajonia. Cuando una barra de metal caliente se deposita sobre un bloque de otro metal, la primera puede oscilar ruidosa y enérgicamente. Este mismo oscilador lo redescubrió, 25 años después, Arthur Trevelyan, razón por la cual se conoce desde entonces como balancín de Trevelyan.

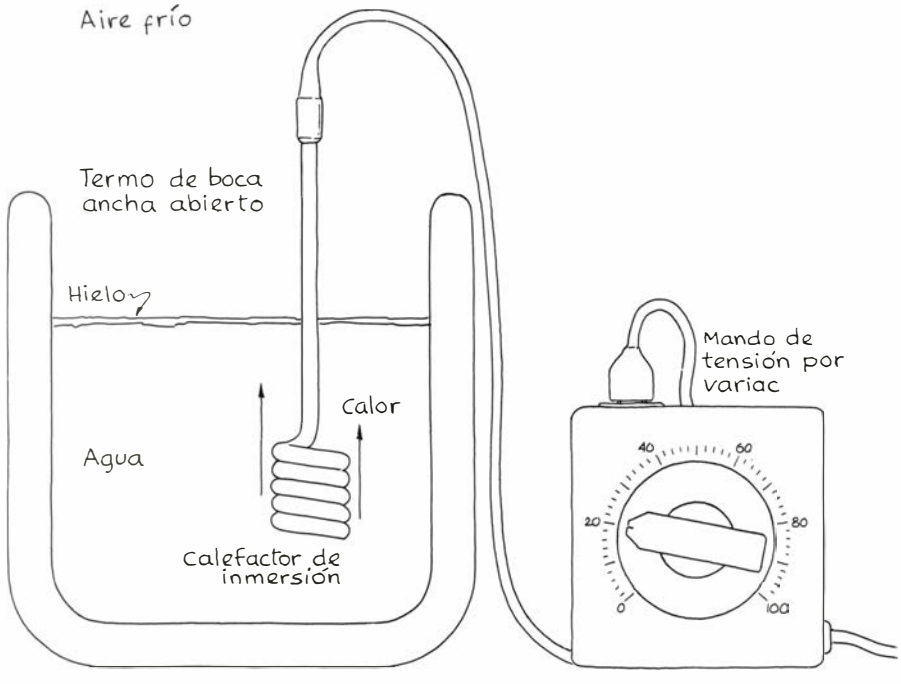
He visto dos versiones de este tipo de oscilador. En ambas importa acertar en la elección de los metales. En una se montan dos placas de plomo en un tornillo de banco y se afilan sus cantos superiores dejando una pequeña separación entre ambos. Luego se coloca una barra de latón en equilibrio entre una y otra placa. Entonces, cuando la barra se calienta, comienza a mecerse, de modo tal que cuando da contra el canto de una placa y, después, contra el de la otra, organiza un golpeteo casi rítmico.

Para la segunda versión se necesita un prisma de latón de sección triangular pero con dos bordes afilados en uno de los vértices del triángulo. Estos descansan perpendicularmente sobre la arista de un bloque de plomo. Solidaria por un extremo al trozo de latón y paralelamente a los dos bordes afilados se extiende una varilla de latón provista de un peso en el otro extremo, junto al cual la varilla descansa libremente sobre un soporte. Cuando la varilla se calienta, los bordes afilados del trozo de latón se mecen en torno al eje de la varilla, produciendo un sonido de frecuencia aproximadamente constante en su percusión contra el bloque de plomo.

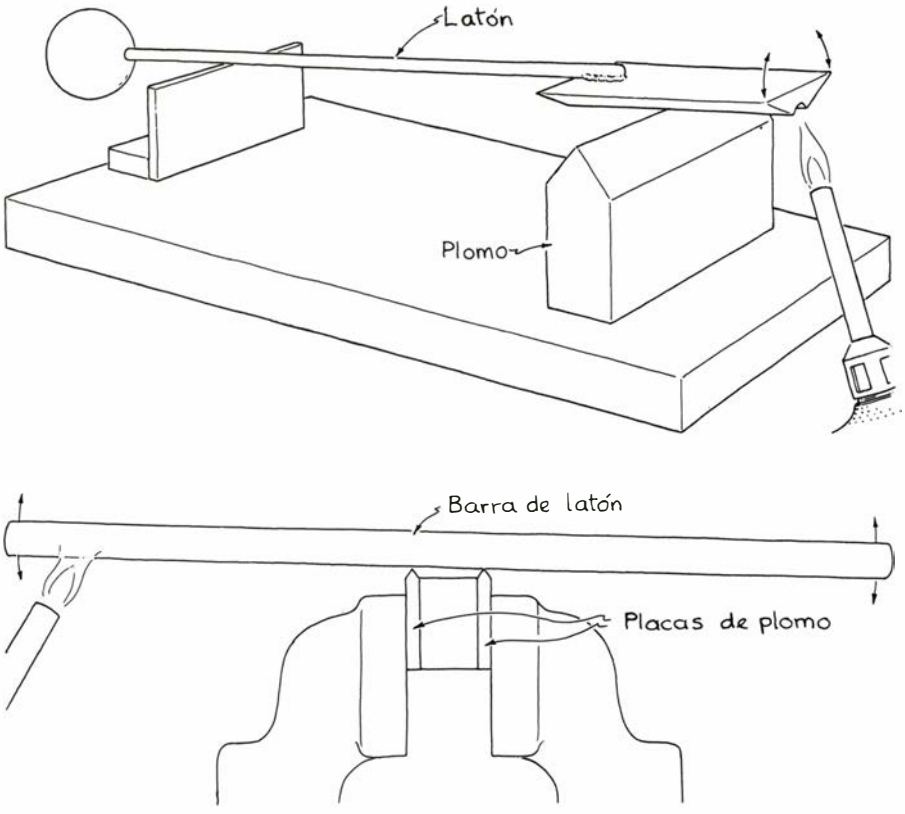
En el dispositivo de Trevelyan la varilla era de cobre, pero actualmente es más frecuente el latón. Acaso haya otros metales que puedan emplearse en lugar del cobre, latón o plomo, pero no todos sirven para producir oscilaciones sostenidas. Parece ser que fue Sir John Leslie el primero en ofrecer una explicación de las oscilaciones y el tono a ellas asociado poco después de que Trevelyan presentara su balancín. Investigaciones recientes la han depurado pero no la han sustituido.

Centrémonos en el caso del trozo de latón que descansa sobre un bloque de plomo. Las zonas de contacto son los dos bordes afilados del trozo de latón. Cuando una llama calienta la varilla y el trozo de latón, al plomo le llega calor a través de los dos bordes. La velocidad de transferencia por un borde depende parcialmente del peso que descansa sobre él; a mayor peso, mejor contacto y mayor transmisión de calor. Inicialmente, uno de los bordes transmitirá mejor el calor y, merced a la dilatación térmica, en el plomo subyacente se formará un diminuto montículo. Si esta dilatación sobreviene con rapidez suficiente, proyectará el filo hacia arriba.

Ocurren, luego, dos cosas. Como uno de los filos ha sido despedido hacia arriba, la totalidad del peso del trozo de latón se trasladará al otro filo; el calor se transmite, así, al plomo en contacto con éste. Por otro lado, se enfriará y contraerá el abultamiento bajo el primer filo, mientras que se forma otro bajo el segundo. De este modo, oscila el sistema a la vez que se repite el ciclo de formación y contracción de los bultitos.



4. Montaje para hacer que el agua oscile entre líquido y hielo



5. Balancín de Trevelyan en sus dos versiones

La cadencia del golpeteo depende parcialmente de las dimensiones del balancín. En ciertos casos, aquélla es tan elevada que se percibe un tono continuo.

¿Por qué hay algunos materiales que no sirven? Una razón es que el bloque debe ser de un material que se dilate al calentarse. Así, el plomo se dilata bien, más que el latón y el cobre. Otra es que la oscilación del balancín sólo puede mantenerse si no se dispersa apresuradamente el calor transmitido al plomo situado bajo cada filo. Pero si el calor se reparte a velocidad excesiva, esa zona del bloque no dispondrá de tiempo suficiente para dilatarse. El plomo es un conductor térmico lo bastante deficiente para que resulte muy adecuado a estos propósitos.

Una tercera razón es que el bloque debe conducir el calor con rapidez suficiente para que éste no permanezca demasiado tiempo en la zona de los filos; si no, la dilatación térmica persistiría demasiado tiempo y los bultitos menguarían con demasiada lentitud. Y los filos ya no saldrían despedidos del bloque.

Podría ser interesante invertir los papeles del latón y del plomo, disponiendo un trozo de plomo provisto de dos filos sobre un bloque de latón. Desde luego, no se puede invertir el método de calentamiento: el material a calentar sigue siendo el latón. Sería, además, divertido observar las oscilaciones de ambos sistemas bajo luz estroboscópica. El movimiento es muy leve, pero puede amplificarse mediante una aguja o una varilla delgada fija al balancín formando un ángulo recto con su eje mayor. El extremo de la aguja recorrerá una distancia mayor que el balancín, con lo que facilitará la observación del movimiento.

Hay otro oscilador térmico que, tiempo atrás, constituía una experiencia tradicional en las cátedras de física. Un trozo de tela metálica se introduce por la parte inferior de un tubo vertical hasta más o menos un cuarto de la longitud de éste. La tela metálica se dobla por los bordes para inmovilizarla dentro del tubo. Bajo éste se coloca un mechero, que caliente el tubo y la malla metálica. Si se retira el mechero, el tubo ulula algunos segundos. El tono que emite es casi puro: se trata de la frecuencia fundamental de las vibraciones acústicas en su interior.

Este sistema fue descubierto en 1859 por Pieter Leonhard Rijke, de la Universidad de Leiden, quien atribuyó el sonido a las contracciones térmicas del tubo y la malla metálica cuando éstos se enfrían, creyendo que las vibraciones que acompañan a tales contracciones excitaban la onda acústica emitida por el tubo. Rijke se equivocó: ni la malla ni el tubo vibran.

La explicación correcta la dio Lord Rayleigh en 1878. El sonido lanzado por el tubo lo originan las vibraciones forzadas del aire que contiene. El mechero encendido calienta ese aire y establece una corriente convectiva ascendente que recorre el tubo atravesando la malla metálica. En esta fase no se emite sonido alguno porque la corriente de aire es estacionaria.

Cuando se retira la fuente de calor, la corriente convectiva persiste durante un lapso, ya que el tubo y la malla están los dos calientes. Entonces, las numerosas perturbaciones que sufre el aire dentro del tubo favorecen la creación de una onda acústica estacionaria en el seno del mismo. Voy a describirles primero cómo es una onda de esta naturaleza dentro de un tubo no calentado y, luego, les mostraré de qué modo la corriente convectiva dentro del tubo de Rijke la refuerza hasta el punto de que éste ulule.

Dentro de un tubo recto puede crearse una onda acústica estacionaria mediante la interferencia de dos ondas sonoras que se propaguen en sentidos contrarios por su interior. Estas ondas deben ser iguales, salvo en su dirección de propagación. En su recorrido, atraviesan todo el tubo, se reflejan en los extremos abiertos y vuelven a recorrer el tubo. Cuando se cruzan, se establece una interferencia que obliga a las moléculas de aire a oscilar levemente en dirección paralela al eje del tubo. En virtud de la repetición de la interferencia de las ondas, las moléculas se ponen a oscilar obedeciendo a un patrón organizado. Las moléculas que se encuentran en determinados lugares de la longitud del tubo no se mueven nunca; esos lugares se llaman nodos. Por otra parte, las moléculas que ocupan otras posiciones oscilan con una amplitud máxima determinada; esos lugares se llaman vientres.

Este modelo de interferencia repetida de dos ondas progresivas recibe el nombre de onda estacionaria, porque se mantienen fijas las posiciones de los nodos y vientres dentro del tubo. Recibe el nombre de onda fundamental, o primer armónico, la onda estacionaria más sencilla que pueda formarse dentro de un tubo. Su configuración está constituida por un nodo en el centro del tubo y un vientre en cada extremo. O sea, las moléculas contiguas a los extremos oscilan paralelamente al eje del tubo con una amplitud máxima, mientras que las situadas en el centro de éste oscilan muy poco o nada.

Para excitar el primer armónico de un tubo, la frecuencia de las ondas sonoras progresivas debe ser igual a la velocidad del sonido dividida por dos

veces la longitud del tubo. Una onda estacionaria, una vez iniciada, puede aumentar de intensidad si se comunica más energía a las ondas sonoras. Se dice en tal caso que el tubo resuena a la frecuencia de la onda estacionaria fundamental, o primer armónico. Cuando se alcanza la resonancia, el sonido que salga del tubo puede ser muy fuerte.

Toda onda acústica estacionaria en el interior de un tubo establece asimismo variaciones periódicas en la presión del aire a lo largo del mismo. Consideremos el nodo central cuando se genera el primer armónico. A cada lado de éste, las moléculas oscilan paralelamente a la longitud del tubo. Durante una parte de la oscilación, las moléculas que hay a uno y otro lado se mueven hacia el nodo, aumentando la presión en él. Medio ciclo de oscilación después, las moléculas se alejan del nodo produciendo en él una baja presión. O sea, a la vez que oscilan las moléculas, la presión en el nodo crece por encima, y desciende por debajo, de la presión atmosférica reinante en el exterior: la variación de presión máxima en el interior del tubo se da precisamente en el nodo.

Hay textos de física en los que los nodos y vientres de las ondas acústicas estacionarias se definen en función de las variaciones de presión. De ese modo, los vientres de presión (o variaciones de presión altas) coinciden con los nodos de oscilación y los nodos de presión (o variaciones de presión nulas) con los vientres de oscilación. En el estudio de Rayleigh acerca del tubo de Rijke la clave se encuentra en las posiciones relativas de la malla metálica y el nodo de oscilación (o vientre de presión) central. El tubo debe estar vertical para que el calor fuerce una corriente convectiva por su interior. La malla debe estar en la mitad inferior, no demasiado cerca de la boca inferior ni del nodo de oscilación central.

Admitamos que las distintas perturbaciones que sufre el aire al enfriarse inician, de uno u otro modo, ondas progresivas débiles que generan el primer armónico del tubo. Entonces, el aire oscilará atravesando la malla metálica. Durante una parte de la oscilación, el aire deberá ascender a través de la malla en dirección al nodo de oscilación, incrementando la presión en éste. Durante la otra parte del ciclo, el aire deberá descender a través de la malla alejándose del nodo, produciendo en éste una baja presión.

Según razona Rayleigh, la oscilación del aire dentro del tubo recibe la ayuda del calor que le transmiten al aire la malla y el tubo calientes. Pero esa transmisión sólo es efectiva y útil durante una parte del ciclo. Cuando el aire asciende a través de la malla en dirección al nodo, al tubo afluye aire relativamente frío por la boca inferior. Por ello crece la diferencia de temperaturas entre el aire y la malla; ésta cede una buena cantidad de calor al aire, que pierde densidad con la temperatura. El calor cedido por la malla impulsa, pues, la masa de aire hacia arriba, en dirección al nodo, reforzando el incremento de presión y avivando la oscilación.

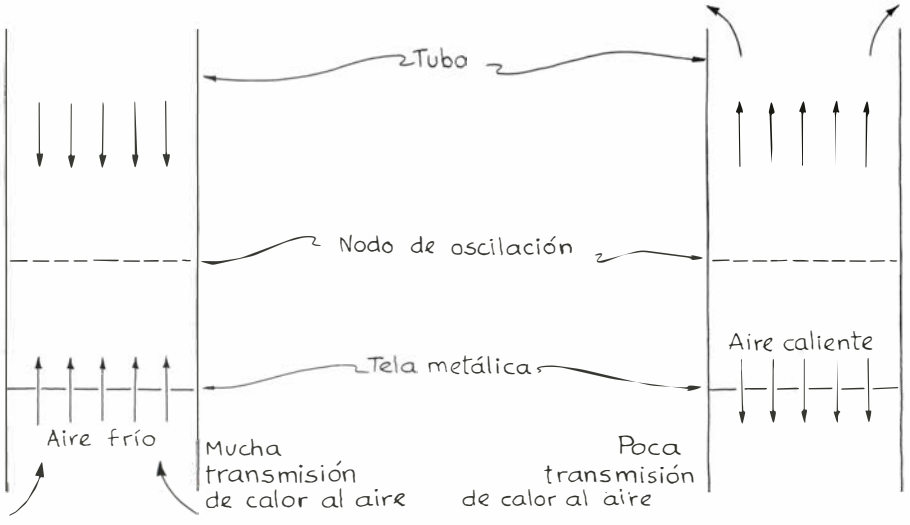
Durante la fase descendente de la oscilación del aire, el calor transferido a éste tiende a hacerlo flotar hacia arriba. Pero esta vez, el empuje de Arquímedes actúa en sentido contrario al favorable a la oscilación; aunque, como es reducido, no entorpece la vibración acústica. El aire descendente se halla casi tan caliente como la malla, pues ya había atravesado esa zona; por tanto, la transmisión de calor de la malla al aire será pequeña. La transmisión de calor sólo sirve entonces para aminorar la oscilación, pues toda adición de calor al aire propenderá a hacerlo ascender, y no a descender en sincronía con la oscilación.

La oscilación del aire en el primer armónico se ve fortalecida por la asimetría de la transmisión de calor durante las dos semioscilaciones. En efecto, la oscilación recibe un gran impulso durante medio ciclo y prácticamente ninguno durante el otro medio. Rayleigh comparó esta asimetría con una fuerza aplicada periódicamente a un péndulo oscilante. Imaginemos un péndulo al que se empuja cada vez que pasa por el punto más bajo. En una parte del balanceo, el empujón supondrá un aumento de energía, pues se da en el sentido del movimiento. En el siguiente paso del péndulo por el punto más bajo, el empujón se dará, empero, en sentido contrario al movimiento y ello supondrá restarle energía. En tanto se aplique siempre la misma fuerza, el péndulo no recibirá una cantidad de energía neta y el balanceo acabará mermando a causa de la pérdida de energía por rozamiento. Para reforzar el balanceo debe empujarse sólo cuando se aumente la energía de la oscilación.

Existe otra ventaja en la cesión de calor al aire cuando éste asciende hacia el centro del tubo. Durante el aumento de presión del aire situado en torno al centro del tubo, la temperatura y la presión de aquél son proporcionales. Así, cuando la malla calienta, aumenta la temperatura, acrecienta además la presión en dicha zona y, cuando el aire comienza a alejarse de ella, y por ello disminuye la presión, toda adición de calor al aire contribuirá a incrementar la presión. Por tanto, el hecho de que la transferencia sea pequeña durante esa etapa resulta beneficioso para las oscilaciones.

Cualquiera puede poner a resonar un tubo de Rijke, con tal que esté hecho de un material que no se funda al calentarse. De malla metálica puede servir perfectamente tela metálica de ventana, de la que es mejor emplear una capa doble y no una sola. El calor puede obtenerse de un mechero de laboratorio, de un fuego de cocina e incluso de una vela.

Cuando se inicie el sonido pruébese a colocar el tubo horizontal y luego devuélvase a la posición vertical. Se verá que, cuando el tubo se pone horizontal, el sonido cesa al instante, ya que la convección natural desaparece en dicha posición. Pero si el tubo vuelve a ponerse vertical antes de que la malla se haya enfriado, el sonido se reanudará.



6. Movimiento del aire en el tubo de Rijke

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

FLUIDEZ DE LAS MEMBRANAS CELULARES

PHASE TRANSITIONS AND FLUIDITY CHARACTERISTICS OF LIPIDS AND CELL MEMBRANES. D. Chapman en *Quarterly Reviews of Biophysics*, vol. 8, n.° 2, págs. 185-235; 1975.

INTRINSIC PROTEIN-LIPID INTERACTIONS. PHYSICAL AND BIOCHEMICAL EVIDENCE (Review Letter). D. Chapman, J. C. Gómez-Fernández y F. M. Goñi en *FEBS Letters*, vol. 98, n.° 2, páginas 211-223; 1979.

LIPID CONFORMATION IN MODEL MEMBRANES AND BIOLOGICAL MEMBRANES. J. Seelig y A. Seelig en *Quarterly Reviews of Biophysics*, vol. 13, número 1, págs. 19-61; 1980.

THE INTERACTION OF INTRINSIC PROTEINS AND LIPIDS IN BIOMEMBRANES. D. Chapman, J. C. Gómez-Fernández y F. M. Goñi en *Trends in Biochemical Sciences* vol. 7, n.° 2; 1982.

TEORIA RETICULAR DEL CONFINAMIENTO DE LOS QUARKS

EL MODELO EN BOLSA DEL CONFINAMIENTO DE LOS QUARKS. Kenneth A. Johnson en *Investigación y Ciencia*, n.° 36, págs. 76-86; 1979.

TEORÍAS GAUGE DE LAS FUERZAS ENTRE PARTÍCULAS ELEMENTALES. Gerard 't Hooft en *Investigación y Ciencia*, número 47, págs. 58-77; agosto, 1980.

LATTICE GAUGE THEORIES AND MONTE CARLO SIMULATIONS. Claudio Rebbi en *Non-Perturbative Aspects of Quantum Field Theory*. World Scientific Publishing Co;

VACUNAS SINTETICAS

CHEMICAL SYNTHESIS OF A POLYPEPTIDE PREDICTED FROM NUCLEOTIDE SEQUENCE ALLOWS DETECTION OF A NEW RETROVIRAL GENE PRODUCT. J. G. Sutcliffe, T. M. Shinnick, N. Green, F.-T. Lie, H. L. Niman y R. A. Lerner en *Nature*, vol. 287, n.° 5785, páginas 801-805; 30 de octubre de 1980.

ANTIBODIES TO CHEMICALLY SYNTHESIZED PEPTIDES PREDICTED FROM DNA SEQUENCES AS PROBES OF GENE EXPRESSION. Richard A. Lerner, J. Gregor Sutcliffe y Thomas M. Shinnick en *Cell*, vol. 23, n.° 2; febrero, 1981.

TAPPING THE IMMUNOLOGICAL REPERTOIRE TO PRODUCE ANTIBODIES OF PREDETERMINED SPECIFICITY. Richard A. Lerner en *Nature*, vol. 229, n.° 5884, págs. 592-596; 1982.

PROCESOS VISUALES OCULTOS

CYCLOPEAN STIMULATION CAN INFLUENCE SENSATIONS OF SELF-MOTION IN NORMAL AND STEREOBLIND SUBJECTS. Jeremy M. Wolfe y Richard Held en *Perception and Psychophysics*, volumen 28, n.° 2, págs. 139-142; 1980.

INTEROCULAR TRANSFER OF VISUAL AFTEREFFECTS. R. Blake, R. Overton y S. Lema-Stern en *Journal of Experimental Psychology: HPP*, vol. 7, págs. 367-381; 1981.

IS ACCOMMODATION COLORBLIND? FOCUSING CHROMATIC CONTOURS. Jeremy M. Wolfe y D. Alfred Owens en *Perception*, vol. 10, págs. 53-62; 1981.

A PURELY BINOCULAR MECHANISM IN HUMAN VISION. Jeremy M. Wolfe y Richard Held en *Vision Research*, vol. 21, n.° 12, págs. 1755-1759; 1981.

LA CORONA SOLAR

THE SOLAR CORONA. Jay M. Pasachoff en *Scientific American*, vol. 229, número 4, págs. 68-79; octubre, 1973.

A NEW SUN: THE SOLAR RESULTS FROM SKYLAB. John A. Eddy. Scientific and Technical Information Office, National Aeronautics and Space Administration, U.S. Government Printing Office, 1979.

COMPUTADOR OPTICO

OPTICAL BISTABLE DEVICES: THE BASIC COMPONENTS OF ALL-OPTICAL SYSTEMS? H. M. Gibbs, S. L. McCall y T. N. C. Venkatesan en *Optical Engineering*, vol. 19, n.° 4, páginas 463-468; julio-agosto, 1980.

OPTICAL BISTABILITY. Dirigido por Charles M. Bowden, M. Ciftan y H. R. Robl. Plenum Press, 1981.

DYNAMIC NON-LINEAR OPTICAL PROCESSES IN SEMICONDUCTORS. Allan Miller, David A. B. Miller y S. Desmond Smith en *Advances in Physics*, volumen 30, n.° 6, págs. 697-800; noviembre-diciembre, 1981.

BISTABLE OPTICAL DEVICES: PHYSICS AND OPERATING CHARACTERISTICS. David A. B. Miller en *Laser Focus with Fiberoptic Technology*, vol. 18, n.° 4, págs. 79-84; abril, 1982.

RANAS VENENOSAS

MORPHOLOGY OF THE GRANULAR SECRETORY GLANDS IN SKIN OF POISON-DART FROGS (DENDROBATIDAE). Maria Neuwirth, John W. Daly, Charles W. Myers y Lois W. Tice en *Tissue & Cell*, vol. 11, n.° 4, págs. 755-771; 1979.

TAXONOMY AND ECOLOGY OF *DENDROBATES BOMBETES*, A NEW ANDEAN POISON FROG WITH NEW SKIN TOXINS. Charles W. Myers y John W. Daly en *American Museum Novitates*, número 2692, págs. 1-23; 29 de enero de 1980.

THE PHARMACOLOGY OF PUMILIOTOXIN-B, 1: INTERACTION WITH CALCIUM SITES IN THE SARCOPLASMIC RETICULUM OF SKELETAL MUSCLE. E. X. Albuquerque, J. E Warnick, M. A. Maleque, F. C. Kauffman, R. Tamburini, Y. Nimit y J. W. Daly en *Molecular Pharmacology*, vol. 19, n.° 3, páginas 411-424; mayo, 1981.

BOVEDAS DE ABANICO

MEDIEAL STRUCTURE: THE GOTHIC VAULT. James J. Acland. University of Toronto Press, 1972.

FAN VAULTING: A STUDY OF FORM, TECHNOLOGY AND MEANING. Walter C. Leedy, Jr. Arts and Architecture Press, Santa Monica, 1980.

EXPERIMENTS IN GOTHIC STRUCTURE. Robert Mark. The MIT Press, 1982.

TEMAS METAMAGICOS

THE LITTLE LISPER. Daniel P. Friedman. Science Research Associates, Inc., 1974.

LET'S TALK LISP. L. S. Siklóssy. Prentice-Hall, Inc., 1976.

LISP. Patrick Henry Winston y Berthold K. Horn. Addison-Wesley Publishing Co., Inc., 1981.

TALLER Y LABORATORIO

THEORY OF RESONATORS. John William Strutt, Baron Rayleigh en *The Theory of Sound*. Dover Publications, Inc., 1945.

OBSERVATION OF OSCILLATORY ICE STATES IN A SIMPLE CONVECTION EXPERIMENT. Pierre Welander en *Journal of Geophysical Research*, vol. 82, número 18, págs. 2591-2592; 20 de junio de 1977.

Taller y laboratorio

Cómo examinar, desde fuera, un sistema de semáforos de su ciudad

Jearl Walker

El automovilista que conduce por la ciudad sabe que, tarde o temprano, llegará un momento en que los semáforos le obligarán a parar en casi todos los cruces. A partir de ese instante, su marcha se hará morosa y le invadirá una sensación de pérdida de tiempo inmerso en un embotellamiento de proporciones más o menos imponentes. Entonces, pensará que las señales que encuentra a su paso deberían estar sincronizadas y así dar fluidez al tráfico.

Lo cierto es que, en la mayoría de las ciudades, las rutas de tránsito importantes disponen ya de sistemas de semáforos sincronizados, especialmente durante las horas punta. Estos sistemas se basan en la hipótesis de que todo conductor que viaje a una velocidad determinada ha de encontrar una luz verde en cada cruce. Cuando el tránsito es denso, tal temporización obliga a los automóviles a agruparse en "pelotones", por emplear un término acuñado por los analistas de circulación. En los intervalos entre pelotones, el tránsito de las calles perpendiculares a la principal se cruza con el de ésta o se mezcla con él. En un trayecto concebido correctamente, la secuencia de las señales debe hacer que la circulación se desarrolle sin retrasar excesivamente el tránsito perpendicular.

Con el ánimo de examinar un sistema de señales sincronizadas fijé mi atención en los semáforos de una calle céntrica de mi ciudad, Cleveland. Seguramente me hubiera sido posible averiguar todo lo que deseaba preguntando en el ayuntamiento, pero no me habría divertido tanto. Además, hay siempre la posibilidad de que un analista independiente sugiera alguna idea aprovechable. Un estudio de este tipo puede hacerlo cualquiera en su propia ciudad.

Los semáforos de Carnegie, que así se llama la calle escogida, están gobernados por un sistema electrónico cerrado y no por un sistema programado por la densidad de la circulación. Esta calle es una arteria principal que une el centro de Cleveland con los extrarradios del este y soporta un tránsito densísimo durante las horas punta de las mañanas y del atardecer. Durante la hora punta de la mañana el tránsito que se dirige hacia el oeste dispone de cuatro carriles, y de dos el que se dirige hacia el este; a la hora punta del atardecer todos los carriles se dirigen hacia el este. El resto del día hay tres carriles para cada sentido.

La calle Carnegie atraviesa una zona donde se concentran el Teatro de Cleveland y múltiples tiendas y almacenes, amén de viviendas. Las calles laterales son todas de tres carriles y enlazan Carnegie con otras vías paralelas a ella, por las cuales se canaliza también el tránsito de las horas punta. Entre las calles principales discurre un tráfico considerable, por lo que las señales rojas de las calles laterales no pueden demorarse mucho, ya que se provocarían colas que terminarían taponando las avenidas principales.

Me ocupé del sistema de señales que regulaba la calle Carnegie durante los períodos iniciales de la hora punta del atardecer. Partiendo del cruce de las calles Carnegie y 71-Este, medí la distancia desde cada cruce hasta el siguiente caminando por Carnegie en el mismo sentido que la circulación. En todos los cruces cronometré la duración de las luces roja, ámbar y verde. Además, a la vez que realizaba el recorrido, tomé nota del intervalo entre el inicio de la señal verde en cada cruce y el inicio de la misma señal en el siguiente.

Como útil de trabajo me serví de un reloj digital dotado de cronómetro y de lectura de tiempo desdoblada, especialmente práctico. Cuando en un cruce la luz se ponía ámbar activaba el cronómetro y, cuando se ponía roja o verde, oprimía el botón de lectura desdoblada. Este dispositivo retenía unos instantes la indicación de la esfera, lo que me permitía anotar el tiempo en mi cuaderno.

El cronómetro, empero, proseguía su marcha y, al cabo de cinco segundos, la esfera registraba, como antes, el paso de los segundos.

Tras numerosas observaciones saqué la media de las lecturas correspondientes a cada color para reducir el error debido a las variaciones del tiempo que tardaba en reaccionar ante los cambios de luz y pulsar los botones del reloj. También promedié mis medidas del tiempo que transcurría entre la aparición de la luz verde en un cruce y la aparición en el siguiente.

Las distancias entre los cruces las medí contando pasos entre las líneas de parada de cada dos cruces sucesivos. De regreso a casa repetí aproximadamente los mismos pasos en el patio. Midiendo esas distancias con una vara graduada convertí a metros las longitudes que había medido a lo largo de Carnegie. Para reducir el error que pudieran producir las variaciones en la longitud de mi zancada, en mi casa caminé siempre todo el ancho del patio. Aún así, imagino que el error que cometí al medir la distancia entre cruces se encuentra entre el 10 y el 20 por ciento. Desde luego, una medición directa hubiera sido mucho más exacta, pero la ganancia en precisión no hubiera compensado el esfuerzo adicional.

En la figura 1 se resumen estas medidas. Abajo, a la izquierda, se representa el cruce de Carnegie y 71-Este. En el dibujo de la calle Carnegie la circulación tiene sentido ascendente; a lo largo de la misma aparecen los demás cruces.

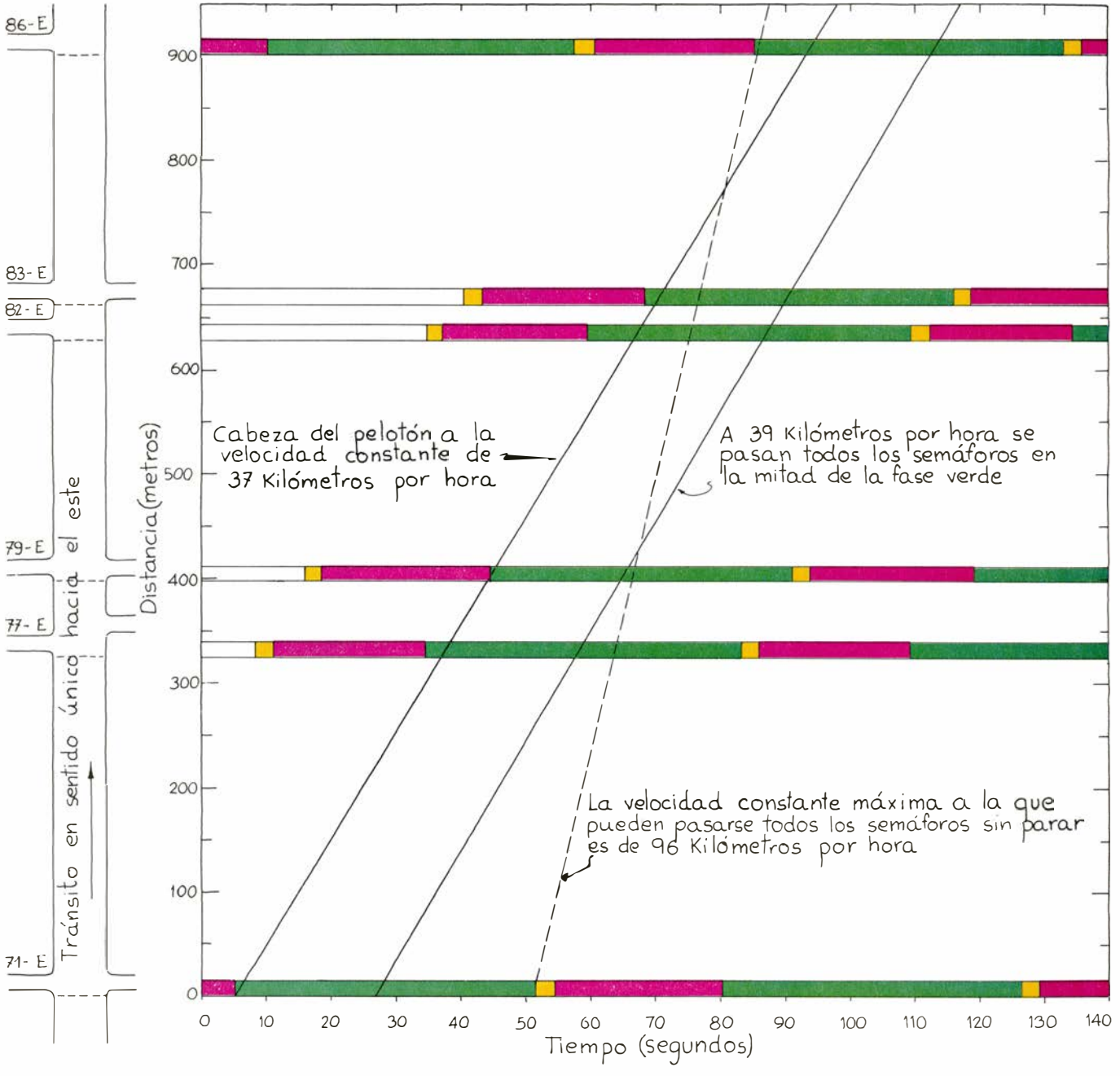
En la escala horizontal de la gráfica indico los tiempos de las luces. Por ejemplo, la luz verde en Carnegie y 71-Este se representa iniciándose en el instante cinco segundos. Este fue el punto de referencia que me sirvió para medir esa luz y la de los cruces sucesivos. Como la duración media de la luz verde en 71-Este era de 46,4 segundos, en la gráfica se señala el comienzo de la luz ámbar a los 51,4 segundos, suma de 46,4

segundos más los cinco segundos de referencia. Análogamente, se recogen el principio de la luz roja y los instantes correspondientes al ciclo siguiente de verde, ámbar y rojo.

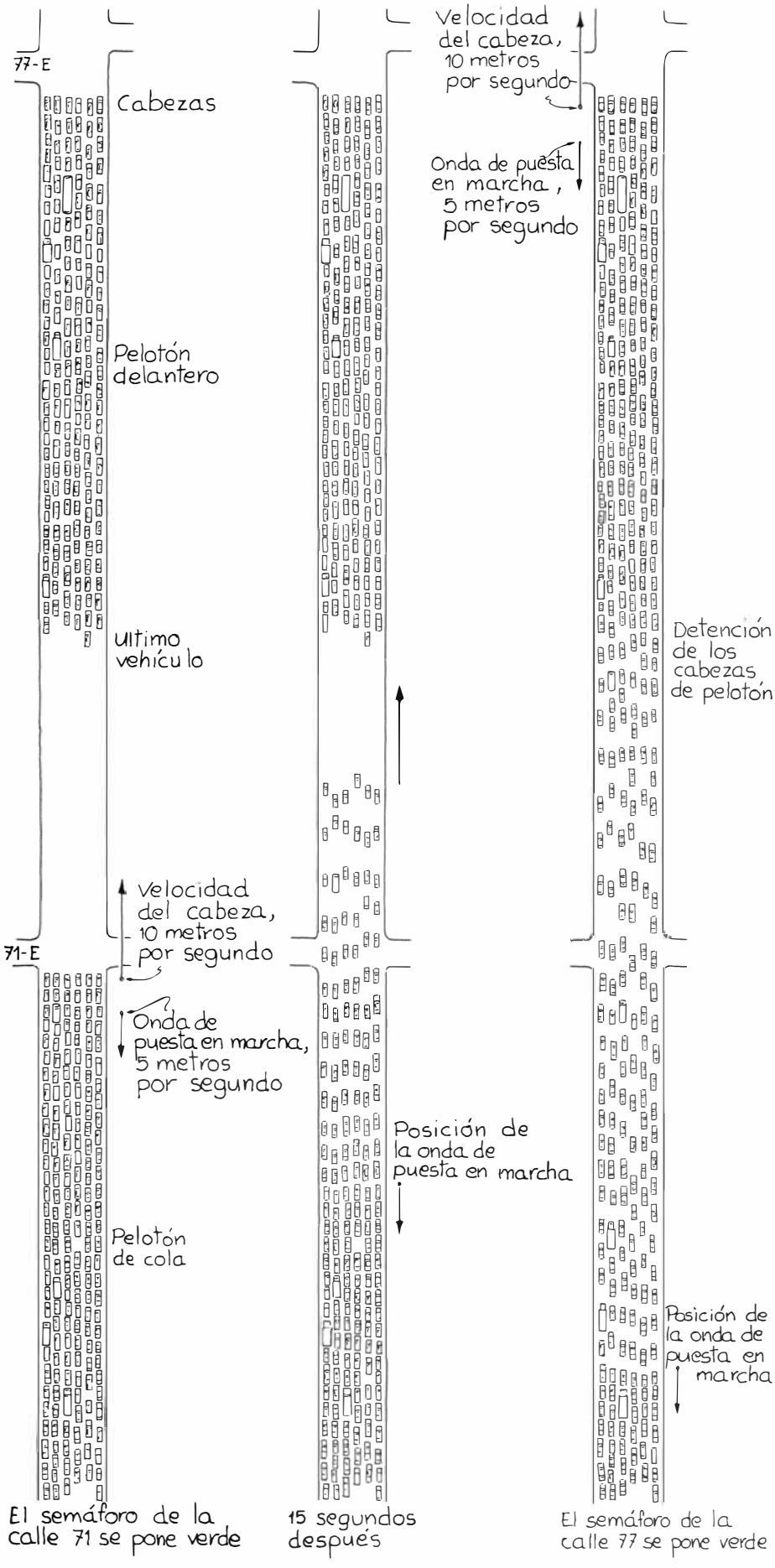
En el cruce siguiente, que es el de Carnegie con 77-Este, la luz se pone verde 29,5 segundos después de que lo haga en 71-Este. Por tanto, en la gráfica el inicio de la fase verde en 77-Este se señala con 34,5 segundos, que es la suma de 29,5 segundos y los cinco segundos de referencia. Al durar la luz verde en ese punto 48,6 segundos, la aparición de la luz ámbar la indica la gráfica con 83,1 segundos. Los ciclos de colores en los demás cruces se representan análogamente respecto a la referencia de cinco segundos añadidos a la luz verde de la calle 71-Este.

Durante la hora punta del atardecer se forman pelotones de vehículos en la zona de Carnegie contigua a 71-Este, o más cercana al centro de la ciudad. Los pelotones avanzan hacia el este a velocidad casi constante. Un cabeza de pelotón podría apresurarse para ir de cruce a cruce, pero de poco le serviría: durante un tiempo y a lo largo de una distancia extensos no es posible ir más deprisa de lo que permite la secuencia de las luces. Si un cabeza parte de un cruce a la máxima aceleración y a velocidad excesiva, el automóvil llegará al cruce siguiente con demasiada antelación sobre la luz verde.

En la gráfica se representa el movimiento de un cabeza de pelotón que haga el recorrido de los seis cruces a velocidad constante. Este automóvil parte cuando se pone verde el semáforo de la calle 71-Este, realizando el trayecto a velocidad constante para no toparse con rojos. Según mis mediciones, las señales no están perfectamente sincronizadas en lo que respecta al cabeza. Si el conductor ha de pasar por el cruce con la calle 79-Este precisamente cuando se encienda el verde, llegará a la 82-Este unos cinco segundos después de que en ésta aparezca ese color. Quizás



1. Sistema de señales de circulación en la calle Carnegie durante la hora punta del atardecer



2. Situaciones que pueden desembocar en un embotellamiento

este desajuste forme parte de la programación, pues ello permitiría que el tránsito que afluye a Carnegie por 79-Este despeje los cruces con 82-Este y 83-Este antes de la arribada del pelotón siguiente.

En la gráfica se representan asimismo otros dos conductores hipotéticos que recorran los seis cruces a velocidad constante. Uno de ellos los atraviesa aproximadamente a la mitad de la fase verde. El otro conductor pasa por 71-Este justo al final de la fase verde y luego acelera para cruzar por 86-Este en el momento en que la luz del semáforo se pone verde. En la gráfica pueden medirse las velocidades del cabeza de pelotón y de los otros dos conductores: la velocidad, en metros por segundo, es la pendiente de la recta que representa a cada uno de ellos.

El cabeza de pelotón viaja a 10,3 metros por segundo, unos 37 kilómetros por hora. El conductor que pasa por los semáforos hacia la mitad de la fase verde viaja a 10,8 metros por segundo, o sea, a 39 kph aproximadamente. El conductor que atraviesa el sistema a toda prisa en el tiempo mínimo se desplaza a 26,6 metros por segundo, unos 96 kph. (La velocidad límite en la calle Carnegie es de 40 kph.)

Considerando lo que sucede en el tránsito real, nuestros conductores imaginarios, tan respetuosos de la ley, avanzarían algo lentos. Cuando, a diario, conduzco camino de casa por el sistema de la hora punta, mi pelotón suele moverse a unos 45 kph. En la discrepancia entre esta velocidad y la calculada con la gráfica intervienen tres factores. Si la circulación ha de ser uniforme, un cabeza de pelotón debe disponer de luz verde uno o dos segundos antes de llegar a cada cruce; si no, por precaución aminorará la marcha. La gráfica, además, pasa por alto el tiempo que tarda el cabeza de pelotón en reaccionar tras señalarse la luz verde en la calle 71-Este. Ese tiempo puede ser del orden del segundo.

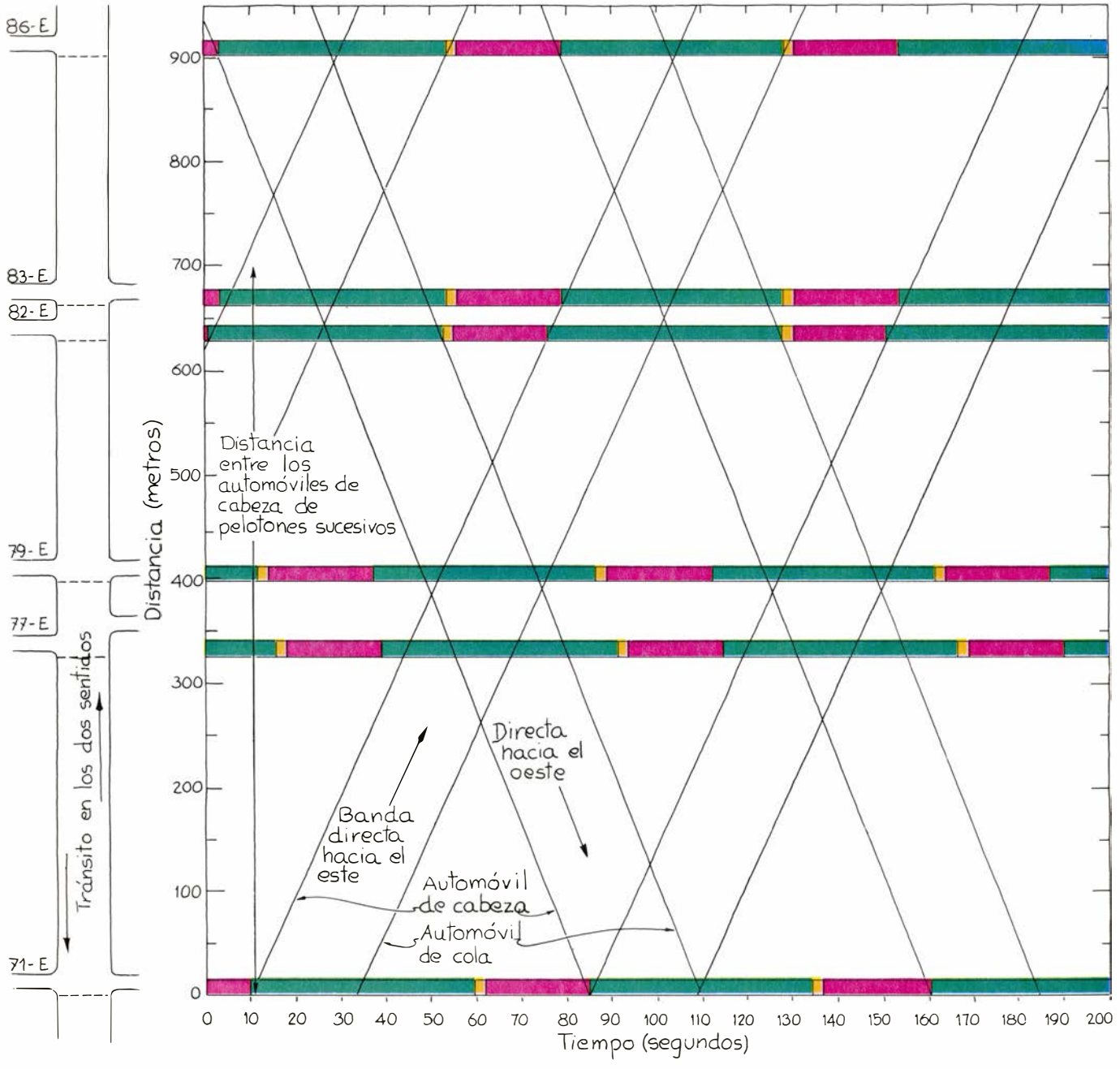
El tercer factor es que la gráfica no tiene en cuenta el tiempo necesario para acelerar un automóvil desde el reposo hasta la velocidad constante que adquiere el pelotón dentro del sistema. Cuando yo encabezo la fila, necesito unos tres segundos para alcanzar la velocidad de marcha. Estos tres factores reducen el tiempo de que dispone un cabeza de pelotón para ir de un cruce al siguiente. Por tanto, puede conducir a una velocidad constante algo superior a los 37 kph sin tener que detenerse en ningún cruce.

A veces he ajustado mi automóvil a ese sistema después de que Carnegie haya comenzado a ser calle de sentido único, pero antes de que haya crecido el volumen de circulación. Entonces, si paso por 71-Este al final de la fase verde, consigo recorrer algunos de los cruces a más de 80 kph, pero me detiene la luz roja en la calle 86-Este. Casi siempre que sobrepasé el límite de velocidad me adelantó otro conductor, por lo que deduzco que será posible viajar por ese tramo a una velocidad constante de más de 90 kph.

Durante las horas punta, circulan por Carnegie pelotones de vehículos cada 75 segundos, más o menos, que es el intervalo entre las sucesivas luces verdes en la calle 71-Este. Aunque las luces no están perfectamente sincronizadas a lo largo del recorrido, el sistema funciona suficientemente bien para que los pelotones no resulten excesivamente largos para las distancias que separan los cruces. De hecho, la fase verde podría rebajarse en 10 o 15 segundos en la mayoría de ellos sin retardar la marcha promedia. Yo diría que la duración de las fases verdes se mantiene así para el caso de que surja algún imprevisto. Ese tiempo adicional se necesitará si un accidente atora alguno de los carriles o si el tránsito de las horas punta adquiere cierta densidad.

La circulación por la calle Carnegie al comienzo de la hora punta del atardecer tiende a congregarse hacia la derecha, aunque muchos conductores evitan el primer carril de esta mano, dada la posibilidad de encontrar un automóvil averiado o estacionado ilegalmente. Pero, conforme aumenta la circulación, los carriles empiezan a llenarse más uniformemente.

Hasta ese momento, los pelotones pueden maniobrar para salvar cualquier obstáculo que haya en un carril. Cuando la circulación por un carril se hace más lenta, los automovilistas situados al final de la cola se pasan a los otros carriles. Las dificultades se pro-



3. Sincronización de las señales al mediodía para circulación en los dos sentidos

ducen cuando éstos ya están llenos. Entonces la cola que se forme tras un obstáculo puede desbaratar el programa ideado, a través de la red de señales, para aligerar la circulación.

El plan del sistema de señales en la calle Carnegie parece basarse en la hipótesis de que, cuando un cabeza de pelotón se acerque a un cruce, el pelotón precedente ya habrá salido. Pero si parte de este último sigue obstruyendo el paso, el cabeza del nuevo tendrá que reducir la velocidad o detenerse, variando de sentido la temporización de las luces. Ese retraso podría suponer que parte del nuevo pelotón no atraviese el cruce antes de la llegada del siguiente. Si así es, la situación empeorará cada vez más.

La figura 2 muestra dos pelotones en la calle Carnegie. El primero está detenido por la luz roja en 77-Este y para el segundo acaba de encenderse la verde en 71-Este. Primero los cabezas de este último empiezan a avanzar hacia el cruce de 71-Este; luego, se mueven los automóviles que les siguen. Este movimiento inicial recorre longitudinalmente el pelotón como una onda. Al final, arrancan los últimos automóviles del segundo pelotón.

El pelotón delantero, tan pronto se encienda su luz verde, experimentará también una onda de puesta en marcha que se propagará hasta los vehículos de cola. Si éstos comienzan a moverse antes de que lleguen los cabezas del pelotón trasero, el sistema habrá funcionado perfectamente y los vehículos lo atravesarán sin retrasos indeseables. Supongamos, no obstante, que el pelotón trasero llegue antes de tiempo. Como sus componentes deberán parar, la cola de automóviles se alargará, taponando quizás el cruce con la calle 71-Este durante el siguiente cambio de luces. La situación se convertirá en un verdadero atasco circulatorio.

Yo mismo he quedado varias veces atrapado por un embotellamiento en la calle Carnegie. Un día necesité dos horas para abrirme paso por los seis cruces que hay entre la calle 71-Este y la 86-Este. Una densa nevada había entorpecido la marcha de los primeros pelotones que se adentraron en el tramo. Luego, parte de éstos se vieron detenidos por luces rojas. A causa de la lentitud de la circulación por las calles nevadas, las colas en los cruces se alargaban a medida que se iban juntando otros pelotones antes de que los precedentes hubieran avanzado. La densidad de vehículos no tardó en adquirir unas proporciones colosales: los automóviles se encontraron parachoques con parachoques a lo largo de kilómetros. Como los cruces quedaron obstruidos, el tránsito en aquel triste atardecer de invierno era una materia muy sólida.
urbana se considera un caso de sistema hidrodinámico, he de decirles que el tránsito en aquél triste atardecer de invierno era una materia muy sólida.

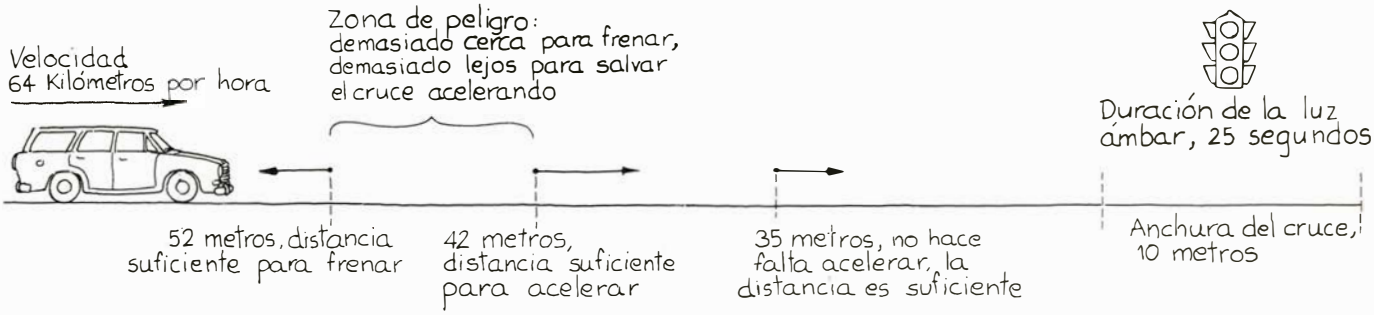
En la situación ilustrada en la figura 2, ¿cuál es la longitud de la porción del pelotón delantero que entorpece al que va detrás? La longitud crítica puede determinarse en función de la distancia entre los cruces y depende de la rapidez con que la onda de puesta en marcha recorre el pelotón de cabeza. Si la onda se propaga a velocidad mucho menor que la velocidad de aproximación del pelotón trasero, hasta un pelotón delantero de escasa longitud puede ocasionar dificultades.

Para medir la velocidad de propagación de la onda de puesta en marcha me estacioné en los cruces de Carnegie durante un período de tránsito lento. Busqué cruces que tuvieran colas de 10 o más vehículos. Cuando el semáforo de una cola se tornaba verde, yo ponía en marcha mi cronómetro; lo paraba cuando comenzaba a moverse el último automóvil de la cola. Además, calculaba a ojo la distancia entre la parte delantera del primer automóvil y la parte posterior del último. Entonces, dividiendo esa distancia por el tiempo transcurrido en mi cronómetro, obtenía un valor aproximado de la celeridad de la onda. Tras un buen número de observaciones encontré que la celeridad media era del orden de cinco metros por segundo; o sea, aproximadamente la mitad de la velocidad de marcha prevista.

Este dato significa que la longitud crítica del pelotón delantero es únicamente una pequeña fracción de la distancia total entre las calles 71-Este y 77-Este. Si este pelotón tiene una longitud mayor que unos tres automóviles, los cabezas del pelotón trasero se verán retrasados. Y, si ambos pelotones son mucho más largos que eso, el pelotón trasero no despejará el cruce de 71-Este antes de que aparezca la luz roja.

Los embotellamientos de la calle Carnegie podrían evitarse si se modificara la secuencia de las luces cuando las colas se alargasen con respecto a la temporización normal de hora punta. Cuanto más nutrido sea el pelotón delantero en 77-Este, menor margen inicial debe darse al pelotón trasero. Y, si la longitud del pelotón delantero es del orden de un tercio de la distancia entre los dos cruces, ambos semáforos deben ponerse verdes a la vez. Con un pelotón delantero más largo todavía, la luz verde de la calle 77-Este ha de encenderse antes que en la 71-Este, orden inverso al de la temporización normal de hora punta. De ese modo, el margen inicial dado al pelotón delantero permitirá que la onda de puesta en marcha alcance a los últimos vehículos antes de la arribada de los cabezas del pelotón posterior.

En la figura 5 aparece una fórmula que da la longitud de los pelotones para la cual hay que cambiar la secuencia normal. La longitud del pelotón (x) está expresada como fracción de la distancia entre los cruces (d) y depende de la velocidad de la onda de puesta en marcha (v_1) y de la velocidad de marcha normal en el tramo (v). Cuando los pelotones sean más cortos que el valor de conmutación, se concederá el margen inicial al pelotón trasero; si más largos, al delantero. Si ambos tienen unas longitudes iguales a la de conmutación, las luces verdes se encenderán a la vez.



4. Alternativas para un conductor que se acerca a una luz ámbar

Longitud de los pelotones para cambiar la secuencia:

$$\frac{x}{d} = \frac{v_1}{(v_1 + v)}$$

Distancia de frenado mínima:

$$d = \frac{v_0^2}{2a}$$

Distancia máxima para atravesar acelerando una luz ámbar:

$$d = v_0 t + \frac{1}{2} a t^2 - s$$

Distancia máxima para atravesar a velocidad constante una luz ámbar:

$$d = v_0 t - s$$

5. Fórmulas para el flujo del tránsito

Hay sistemas de semáforos que pueden cambiarse secuencialmente cuando las colas se alargan en exceso. Ante tal eventualidad, convendría que el sistema dispusiera de una programación preestablecida. En algunos sistemas, la secuencia de las señales está afectada por dispositivos que se depositan en la calzada para captar y registrar la circulación de vehículos. Si la calle Carnegie poseyera un sistema de ese tipo, mis compañeros de cautiverio y yo podríamos habernos ahorrado el sufrimiento que supone recorrer sólo cinco manzanas en dos horas.

Durante las últimas horas de la mañana y primeras de la tarde, la calle Carnegie se divide en tres carriles para cada sentido de circulación. La temporización de las luces ha de ser distinta de la conveniente para la hora punta del atardecer, de suerte que el tránsito que se encamina al oeste no se vea detenido demasiadas veces. Para estudiarla repetí las mediciones de los ciclos de señales aproximadamente a mediodía. Los resultados se exponen en la figura 3, en la que la luz verde en 71-Este se enciende en el instante 10 segundos, tiempo que servirá de referencia para los ciclos de señales en los cruces.

En todos estos cruces, la luz de cada color dura tanto como en la hora punta, pero los intervalos de tiempo entre la aparición de la luz verde en los cruces sucesivos no son los mismos. Por ejemplo, durante la hora punta la luz verde en 79-Este se enciende 15,4 segundos antes que en 82-Este. Cuando el tránsito es bidireccional, el sistema debe sincronizarse para reducir al mínimo el retraso en ambos sentidos de circulación sin castigar al tránsito perpendicular. Al mediodía, el verde en las calles 82-Este y 83-Este está aún encendido cuando se enciende en la 79-Este. Este sistema facilita que el tránsito hacia el oeste fluya ininterrumpidamente a través de los cruces.

En la figura se representan "bandas directas", habituales en estas gráficas de distancia-tiempo. Una banda directa indica de qué modo un pelotón que viaje a velocidad constante cruzará sin interrupción una sucesión de intersecciones. Aunque los automóviles pasen los semáforos a velocidades diversas, las bandas directas sirven a quienes han de decidir cómo sincronizar las luces del tránsito. En la ilustración se ven dos conjuntos de bandas directas, una para la circulación hacia el este (las que ascienden hacia la derecha) y otra para la circulación hacia el oeste (las que descienden hacia la derecha).

Una banda directa se compone de dos líneas paralelas trazadas con la separación que permita la gráfica de una ruta de tránsito urbano. Una de las orientadas hacia el este en la ilustración comienza con la aparición de la luz verde en la calle 71-Este. Una recta pasa por las fases verdes de los otros cruces hasta la 86-Este. (Esta línea es una recta porque representa un tránsito que se mueve a velocidad constante.) Como el tránsito ha de circular por la ruta tan deprisa como pueda, sin rebasar el límite de velocidad, la recta será lo más abrupta posible y evitará, además, todas las fases rojas porque representa una circulación sin detenciones. Así, roza los finales de éstas en las calles 82-Este y 83-Este.

El lado derecho de la banda directa es paralelo al izquierdo porque representa los automóviles a la cola del pelotón, cuyos componentes viajan todos a la misma velocidad. Esta recta se dibuja también evitando todas las fases rojas. En la ilustración, el lado derecho de la banda directa orientada al este roza el comienzo de la señal roja en la calle 86-Este.

Supongamos que el tránsito de mediodía encaminado hacia el este por Carnegie conste de sólo pelotones. La velocidad de marcha de éstos puede calcularse mediante la pendiente de las rectas de las bandas directas del este. Si el tránsito ha de discurrir sin interrupciones, el pelotón arrancará con la aparición del verde en 71-Este y recorrerá los semáforos a una velocidad de 9,6 metros por segundo (equivalente a 34,5 kph).

En el lado derecho de la banda directa se indica cuánto debe tardar la cola del pelotón en atravesar el cruce de la calle 71-Este. Evidentemente, no más de 26 segundos tras el inicio de la fase verde. Si algún vehículo del pelotón lo hiciera más tarde, una luz roja lo detendría en la 86-Este, si no antes. La banda directa para una hora punta es mucho más ancha, abarcando toda la fase verde en 71-Este. Así pues, cuando la red de semáforos de Carnegie cambia a la temporización de hora punta, no se alteran las velocidades de los pelotones; al contrario, éstos pueden ser más largos.

La ilustración permite determinar la distancia entre pelotones contiguos. Comencemos en el lado izquierdo de una banda directa hacia el este, por ejemplo, en el instante de referencia correspondiente a la aparición del verde en la calle 71-Este. En el eje vertical se lee la distancia hacia la izquierda de la banda entre las calles 83-Este y 86-Este para ese mismo instante. La lectura (unos 700 metros) es la distancia entre los automóviles que encabezan dos pelotones sucesivos. La distancia entre los de cola del pelotón delantero y los primeros del que comienza en 71-Este es de unos 500 metros.

En la ilustración se recoge información sobre las bandas directas hacia el oeste. El lado izquierdo de las bandas representa el movimiento de los automóviles que van en cabeza de los pelotones; el derecho, el de los automóviles de cola. Ambas bandas directas, hacia el oeste y hacia el este, tienen aproximadamente tamaños iguales, lo que significa que el sistema de semáforos está concebido para que la circulación transcurra con la misma facilidad en los dos sentidos a esa hora del día.

¿Cuál será una duración idónea de la luz ámbar? Suficientemente corta para no retardar indebidamente el tránsito y suficientemente larga para permitir a cualquier automovilista detenerse o atravesar el cruce antes de que se encienda la luz roja. La duración conveniente dependerá, en parte, del límite de velocidad en cada calle, que determina la capacidad de un conductor para no hallarse en el cruce cuando se encienda la luz roja. Cuanto mayor sea el límite de velocidad, más durará la luz ámbar. Relación ésta que, a veces, se pasa por alto al establecer las fases de un semáforo urbano.

Supongamos que una luz ámbar dure 2,5 segundos, que viene a ser la duración mínima que he podido detectar en Cleveland. Imaginemos además que, cuando se encienda, el conductor, aten-

to, se detiene. La distancia mínima necesaria para parar depende de dos factores: la velocidad inicial del vehículo (v_o) y la aceleración (a) debida al frenazo. (Los físicos llaman aceleración a todo cambio de velocidad; en el habla corriente, la disminución de velocidad de un automóvil se llama deceleración.) La distancia de parada se calcula que es el cuadrado de la velocidad dividido por el doble de la aceleración.

La aceleración de un coche al frenar varía con el tiempo atmosférico, el tipo de pavimento, el estado de las cubiertas y frenos y la destreza del automovilista. Esa aceleración se cifra en un comienzo entre los 0,9 y los 3,1 metros por segundo cada segundo, para alcanzar los 3,7 metros por segundo cada segundo en los últimos momentos de la frenada. En un apuro podría llegar hasta los 6,1 metros por segundo cada segundo, pero frenar con esa intensidad es intranquilizador y desagradable.

Tomemos una aceleración de 3,1 segundo por segundo cada segundo. Supongamos que el conductor marche a 64 kph, que equivale a 17,9 metros por segundo. Entonces, la distancia mínima de parada será de 52 metros y, si el conductor no ha de penetrar en el cruce, no deberá estar más cercano a éste que esa distancia. Si lo está, no tendrá salida más sensata que seguir adelante por el cruce sin tratar de frenar. Acaso llegue a acelerar para no encontrarse en el cruce cuando se encienda la luz roja.

¿Qué posibilidades tendrá el conductor acelerando en tales circunstancias? Lo que consiga dependerá no sólo del poder de aceleración del vehículo, sino también de la distancia que inicialmente lo separe del cruce. Si ésta es excesiva, no podrá llegar al otro lado antes de que se encienda la luz roja. La fórmula de la figura 5 da la distancia máxima al cruce a la que debe encontrarse el automóvil para que el intento tenga éxito. En la fórmula se establece la duración de la luz ámbar (t) y la aceleración (a) y velocidad (v_o) iniciales del vehículo. También se necesita la anchura (s) del cruce, pues el automovilista debe llegar al lado contrario mientras la luz esté aún encendida.

Lo normal es que un automóvil se acelere a razón de un metro a 2,2 metros por segundo cada segundo. Uno deportivo lo hará, posiblemente, a una rapidez doble. Sea un automóvil acelerado a 2,2 metros por segundo cada segundo. Supongamos que su conductor reaccione instantáneamente a la aparición de la luz ámbar. Admitamos que ésta dura 2,5 segundos y que la anchura del cruce sea de 10 metros. Si el vehículo viaja inicialmente a 64 kph, la distancia entre el mismo y el cruce será de unos 42 metros como máximo; si es mayor, se encontrará en el cruce durante parte de la señal roja.

Pero el conductor quizá decida atravesar el cruce sin acelerar por encima del límite de velocidad. Entonces, si mantiene su velocidad inicial de 64 kph, el vehículo no deberá estar separado del cruce más de 35 metros.

He elegido las cifras anteriores con el propósito de llamarles la atención sobre una cosa. Para que el conductor frene con éxito, su vehículo distará del cruce 52 metros por lo menos. Si lo ha de cruzar rápidamente a la aceleración máxima, no debe estar a más de 42 metros. ¿Qué hacer si se encuentra entre esos límites? En principio, no le es favorable ninguna decisión. Esta zona peligrosa entre ambos límites se agranda para velocidades iniciales del automóvil crecientes. Con los mismos datos que antes, pero con una velocidad inicial de 88 kph, la longitud de la zona peligrosa es de 39 metros. Si el conductor prefiere no acelerar, esa longitud es de 46 metros.

En cierta ocasión, circulando por una carretera con un límite de velocidad de 90 kph, me vi en una situación parecida. Me encontré de repente ante una luz ámbar sin espacio para detenerme ni aceleración para atravesar el cruce antes de que se encendiera la luz roja. Sólo me salvé de un choque seguro gracias a un retraso en el sistema de señales: la luz verde del tránsito perpendicular se encendía aproximadamente un segundo después de que se apagara la ámbar.

En la bibliografía de este mes se citan dos artículos en los que sendos profesores de física analizan el dilema de la luz ámbar corta. Este es un tema del que el lector puede ocuparse examinando los semáforos de su barrio. Pero, por favor, téngase presente que los valores de las aceleraciones que yo he utilizado son hipotéticos. La aceleración de frenada es especialmente cuestionable. Depende del rozamiento entre las cubiertas y el suelo de la calle y, si éste se halla cubierto de hielo, nieve, lluvia o cualquier otra cosa que lo reduzca, el coeficiente de rozamiento será mucho menor que lo normal. Entonces, la distancia necesaria para detener el automóvil será mucho mayor. Por tanto, la zona peligrosa se extenderá y crecerá la probabilidad de choque entre un automóvil y un vehículo que circule por una calle perpendicular.

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

LA LEY DEL MAR

OCEAN YEARBOOK. Dirigido por Elisabeth Mann Borgese y Norton Ginzburg. International Ocean Institute, University of Chicago Press; Chicago, 1979-82.

OCEAN MANAGEMENT: A NEW PERSPECTIVE. John M. Armstrong y Peter C. Ryner. Ann Arbor Science Publishers/The Butterworth Group, 1981.

MICROPROGRAMACION

AN OVERVIEW OF FIRMWARE ENGINEERING. Scott Davidson y Bruce Shriver en *Computer*, volumen 11, n.° 5, págs. 21-33; mayo, 1978.

MICROPROGRAMMED CONTROL AND RELIABLE DESIGN OF SMALL COMPUTERS. George D. Kraft y Wing N. Toy. Prentice-Hall, Inc., 1981.

MORE HARDWARE MEANS LESS SOFTWARE. Robert Bernhard en *IEEE Spectrum*, vol. 15, n.° 12, págs. 30-37; diciembre, 1981.

LA ESCRITURA DE LA CIVILIZACION DEL VALLE DEL INDO

A DRAVIDIAN ETYMOLOGICAL DICTIONARY. T. Burrow y M. B. Emeneau. Oxford University Press, 1961.

THE INDUS CIVILIZATION. Sir Mortimer Wheeler. Cambridge University Press, 1968.

THE ROOTS OF ANCIENT INDIA. Walter A. Fairservis, Jr. The University of Chicago Press, 1975.

THE INDUS SCRIPTS —TEXTS, CONCORDANCE AND TABLES. I. Mahadevan. Memoirs of the Archaeological Survey of India n.° 77, Manager of Publications, 1977.

A SKETCH OF COMPARATIVE DRAVIDIAN MORPHOLOGY. Kamil V. Zvelebil. Mouton Publishers, La Haya, 1978.

ADN MITOCONDRIAL

SEQUENCE OF INTRONS AND FLANKING EXONS IN WILD-TYPE AND *BOX 3* MUTANTS OF CYTOCHROME B REVEALS AN INTERLACED SPLICING PROTEIN CODED BY AN INTRON. Jaga Lazowska, Claude Jacq y Piotr P. Slonimski en *Cell*, vol. 22, n.° 2, 2.ª parte, páginas 333-348; noviembre, 1980.

MITOCHONDRIAL GENES. Dirigido por P. P. Slonimski, P. Borst y G. Attardi. Cold Spring Harbor Monographs, vol. 12, 1981.

SEQUENCE AND ORGANIZATION OF HUMAN MITOCHONDRIAL GENOME. S. Anderson, A. T. Bankier, B. G. Barrell, M. H. L. de Bruijn, A. R. Coulson, J. Drouin, I. C. Eperon, D. P. Nierlich, B. A. Roe, F. Sanger, P. H. Schreier, A. J. H. Smith, R. Staden y I. G. Young en *Nature*, vol. 290, n.° 5806, págs. 457-465; 9 de abril de 1981.

EL FUTURO DEL UNIVERSO

LOS TRES PRIMEROS MINUTOS DEL UNIVERSO. Steven Weinberg. Alianza Editorial. Madrid, 1981.

TIME WITHOUT END: PHYSICS AND BIOLOGY IN AN OPEN UNIVERSE. Freeman J. Dyson en *Reviews of Modern Physics*, vol. 51, n.° 3, págs. 447-460; julio, 1979.

EFFECTS OF PROTON DECAY ON THE COSMOLOGICAL FUTURE. Duane A. Dicus, John R. Letaw, Doris C. Teplitz y Vigdor L. Teplitz en *The Astrophysical Journal*, vol. 252, n.° 1, págs. 1-9; 1 de enero de 1982.

LA MEMORIA DE LAS AVES QUE ACAPARAN ALIMENTO

FOOD STORING BY MARSH TITS. R. J. Cowie, J. R. Krebs y D. F. Sherry en *Animal Behaviour*, vol. 29, págs. 1252-1259; 1981.

MEMORY FOR THE LOCATION OF STORED FOOD IN MARSH TITS. D. F. Sherry, J. R. Krebs y R. J. Cowie en *Animal Behaviour*, vol. 29, págs. 1260-1266; 1981.

AN EXPERIMENTAL ANALYSIS OF CACHE RECOVERY IN CLARK'S NUTCRACKER. S. B. Vander Wall en *Animal Behaviour*, vol. 30, págs. 84-94; 1982.

REACCIONES QUIMICAS OSCILANTES

BIOLOGICAL AND BIOCHEMICAL OSCILLATORS: PROCEEDINGS OF THE CONFERENCE ON BIOLOGICAL AND BIOCHEMICAL OSCILLATORS, PRAGUE, 1968. Dirigido por B. Chance, E. K. Pye, A. K. Ghosh y B. Hess. Academic Press, 1973.

CHEMICAL OSCILLATIONS. G. Nicolis y J. Portnow en *Chemical Reviews*, vol. 73, n.° 4, págs. 365-384; agosto, 1973.

A SYSTEMATICALLY DESIGNED HOMOGENEOUS OSCILLATING REACTION: THE ARSENITE-IODATE-CHLORITE SYSTEM. Patrick De Kepper, Irving R. Epstein y Kenneth Kustin en *Journal of the American Chemical Society*, vol. 103, n.° 8, págs. 2133-2134; 22 de abril de 1981.

MINIMAL BROMATE OSCILLATOR: BROMATE-BROMIDE-CATALYST. Miklós Orbán, Patrick De Kepper e Irving R. Epstein en *Journal of the American Chemical Society*, vol. 104, n.° 9, págs. 2657-2658; 5 de mayo de 1982.

HALOBACTERIAS

PURPLE MEMBRANE OF HALOBACTERIA: A NEW LIGHT-ENERGY CONVERTER. W. Stoeckenius en *Accounts of Chemical Research*, vol. 13, págs. 337-344; 1980.

GENETIC VARIABILITY IN *HALOBACTERIUM HALOBIUM*. F. Pfeifer, G. Weidinger y W. Goebel en *Journal of Bacteriology*, vol. 145, n.° 1, páginas 375-381; 1981.

CHARACTERISTICS OF THE HETEROTROPHIC BACTERIAL POPULATIONS IN HYPERSALINE ENVIRONMENTS OF DIFFERENT SALT CONCENTRATIONS. F. Rodríguez-Valera, F. Ruiz-Berraquero y A. Ramos-Cormenzana en *Microbial Ecology*, vol. 7, págs. 235-243; 1981.

UNUSUAL PHYSICAL ORGANIZATION OF THE HALOBACTERIUM GENOME. C. Sapienza y W. F. Doolittle en *Nature*, vol. 295, págs. 384-389; 1982.

TEMAS METAMAGICOS

A NEW UCI LISP MANUAL. Dirigido por John R. Meehan. Lawrence Erlbaum Associates, Inc., 1979.

A MICRO-MANUAL FOR LISP — NOT THE WHOLE TRUTH. John McCarthy en *History of Programming Languages*, dirigido por Richard L. Wexelblat. ACM Monograph Series, Academic Press, 1980.

TALLER Y LABORATORIO

THE STOP-LIGHT DILEMMA. Howard S. Seifert en *American Journal of Physics*, vol. 30, págs. 216-218; 1962.

TO STOP OR NOT TO STOP — KINEMATICS AND THE YELLOW LIGHT. J. Fred Watts en *The Physics Teacher*, volumen 19, n.° 2, págs. 114-115; febrero, 1981.

Taller y laboratorio

Cómo construir una lente de hielo y qué acontece cuando reposa el café turco

Jearl Walker

A primera vista, diríase que construir una lente con hielo constituye algo más bien inverosímil. Sin embargo, es perfectamente posible y ofrece varios caminos de experimentación. Se trata de una idea que mereció ya un puesto destacado en una de las narraciones de fantasía científica de Julio Verne, *El Desierto de hielo*. Matthew G. Wheeler, de McBride, Columbia Británica, acaba de convertirla en realidad.

En la novela de Verne un grupo de exploradores sobreviven a una catástrofe en el Artico gracias a una lente de hielo. El capitán del barco había zarpado con el propósito de alcanzar el Polo Norte, pero un motín los había dejado, a él y a unos pocos fieles, con un navío destrozado, a punto de hundirse, y escasas provisiones. Su única posibilidad de supervivencia era llegar a otro barco que se había abandonado al quedar atrapado entre los hielos. Entonces, el grupo obtiene leña de su maltrecha embarcación, empaqueta sus exiguas vituallas, recoge el pedernal y el eslabón para hacer fuego y parte.

Sus víveres comienzan a agotarse. Acechan y cazan un oso polar; pero, mientras estaban ocupados en ello, se apaga el fuego y se pierden el pedernal y el eslabón. La comida que les queda basta para el resto del viaje, pero si no consiguen recuperar el fuego la amenaza de muerte por congelación puede hacerse real.

La óptica les salvará. Un físico integrante del grupo, al observar la luminosidad del Sol, recuerda cómo hacer fuego con una lente y, carente de una de vidrio, decide construir una de hielo. Busca así un lugar donde el hielo aparezca traslúcido, corta un pedazo de unos treinta centímetros de diámetro y lo conforma groseramente con un hacha. Luego lo talla y lo alisa con un cuchillo y lo pule con sus manos desnudas "hasta conseguir una lente de tal transparencia que parecía hecha de cristal noble". Colocaron luego la lente de hielo encima de un poco de yesca, enfocando sobre ésta los rayos solares y, en cuestión de segundos, la yesca prendió. "Las brasas no tardaron en crepitar y no pasaron muchos minutos antes de que el olor de filete de oso a la parilla" despertase a los marineros.

Nuestro físico había construido una lente convexa. De tamaño mayúsculo, recogía una buena cantidad de luz solar, por cuya concentración en el foco no tardó en reunir energía suficiente para encender un fuego.

Este relato lo incluí en una de mis colaboraciones habituales en Quirks and Quarks, programa radiofónico de divulgación científica que emite la Canadian Broadcasting Corporation. Describí también allí cómo hacer una lente convexa de una manera menos complicada utilizando vidrios de reloj curvos. (O sea, las piezas de vidrio que cubren las esferas de los relojes. Entre los útiles de cualquier laboratorio de química corriente pueden encontrarse vidrios similares, de mayor tamaño.) Basta para ello verter agua en dos vidrios de reloj y esperar que se congele. Luego se forma la lente uniendo los dos trozos de hielo.

Wheeler, uno de mis oyentes, decidió mejorar mi idea aprovechando el hielo que se forma en un abrevadero de ganado. De elemento de partida le sirvió un trozo de hielo de unos dos o tres centímetros de grueso y exento de burbujas. Para darle forma lo introdujo en la tapadera de una pasterizadora de leche, cuya curvatura es similar a la de una tapa de cacerola. El conjunto lo puso a flotar en una pila llena de agua caliente, para que el calor fundiera el fondo del hielo hasta que éste se adaptara al fondo de la tapadera. De tanto en tanto hacia girar el hielo para aumentar la simetría de su fondo. Luego le dio la vuelta a la pieza y conformó la otra cara.

Con ello tenía ya una lente de hielo convexa. Para ensayar su poder de concentración (y remedar al físico de la narración de Verne) la sujetó de canto y enfocó la luz del Sol sobre un periódico: "El papel se chamuscó inmediatamente, humeó y rompió a arder". Wheeler me expone que la lente le funcionaba mejor cuando el aire estaba sobre cero, pues a temperaturas inferiores sobre ella se condensan gotas de agua, que alteran su superficie e interfieren en la focalización de la luz.

Valiéndose de la base cóncava de un recipiente presurizado, construyó otra lente más pequeña, que, cuando la colocó delante de su cámara de 35 milímetros, actuó de teleobjetivo de una distancia focal de unos 80 milímetros. Wheeler la ensayó al aire libre durante un día frío y nevado. La lente resultó demasiado rápida para captar escenas de nieve, por cuya razón la diafragmó a *f* 9 con un iris de cartón. Este lo instaló entre un anillo de tubo de plástico negro y una visera fotográfica de caucho de tipo corriente. El anillo eliminaría la luz que no hubiese atravesado la lente.

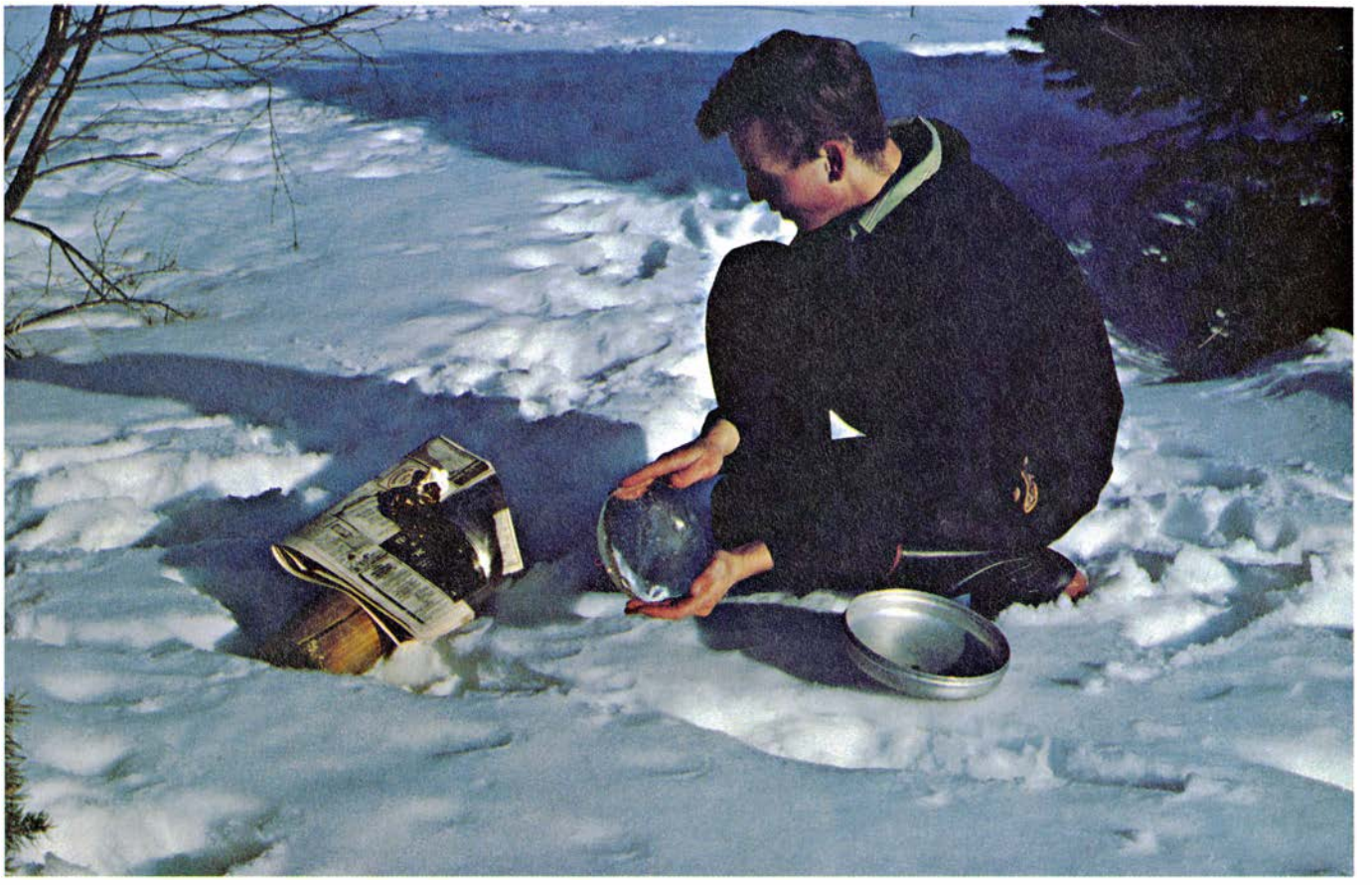
Al principio, Wheeler sujetaba la lente con la mano enguantada, pero, posteriormente, descubrió que le era más cómodo emplear una montura de cartón. A ésta aseguró la lente con tres pestañas de cartón engrapadas al cartón, y, delante, colocó una visera también de cartón. Una vez instalada la lente en su montura, apretó el conjunto de cartón y lente contra la visera de caucho y ajustó su posición. Según Wheeler, una lente de hielo trabajará perfectamente durante 15 minutos y funcionará aun cuando la temperatura del aire llegue a los 16 grados Celsius.

Wheeler ha construido un buen número de lentes empleando una amplia variedad de moldes. A veces, parte de agua puesta a congelar. Según afirma, consigue el hielo más traslúcido cuando el agua comienza a solidificarse por arriba; y, a tal fin, aísla los costados y la base del molde.

Si alguien se decide a construir una lente de hielo con un par de vidrios de reloj, que haga la prueba de juntar dos trozos de hielo. Estos deben mantener un buen contacto. Para ello deberá frotarlos uno sobre otro o pasar el dedo para humedecer y alisar las superficies de contacto, pues cuando se suelden entre sí la cohesión debe ser sólida.

Eligiendo los moldes convenientes se construyen lentes de hielo convexas, cóncavas y concavoconvexas. Por ser el índice de refracción del hielo menor que el del vidrio, las lentes de hielo desvían los rayos solares menos que las de vidrio de la misma hechura. De ahí que una lente de hielo (sea convexa o cóncava) tendrá una distancia focal mayor que una lente similar hecha de vidrio.

El café turco es una bebida fuerte que se prepara con azúcar y café finamente molido. El azúcar se requie-



1. Matthew G. Wheeler prendiendo fuego a un periódico con una de sus lentes de hielo

2. Paisaje de Columbia Británica fotografiado con una lente de hielo montada en una cámara

re para neutralizar el gusto amargo del café, pero es opinión mía que además interviene en la elaboración de la infusión. Se prepara ésta calentando una mezcla de café molido, azúcar y agua dentro de un ibrik, que es un recipiente levemente ahusado hacia arriba y provisto de un mango largo. El café rompe a hervir enseguida y se vierte en una tacita pequeña, de un tamaño aproximadamente la mitad de una taza de café con leche. Lo que entra en la taza es una mezcla de líquido, espuma y granos de café. La espuma es sumamente apreciada en los países del Oriente Medio. Hay quien dice que constituye una injuria para un invitado servirle una taza de café sin espuma.

Antes de probarlo, debe dejarse reposar en la taza algunos minutos. Ello se debe a que los granos de café tardan en depositarse en el fondo y, si la bebida se cata antes de tiempo, el líquido resulta desagradablemente pulverulento. Cuando los granos se han posado, el líquido se sorbe poco a poco hasta que sólo queda el poso, cuya consistencia es similar a la de un lodo.

He pasado horas reflexionando acerca de la preparación y sedimentación del café turco mientras preparaba una tacita tras otra. Me parece que es la única modalidad en que las partículas de café quedan en el líquido tras la infusión. Encierra también interés en otros aspectos. ¿Por qué debe emplearse café finamente molido? (Al comprarlo para preparar un café turco, debe pedirse de clase extra-molida.) ¿Por qué se calienta el azúcar junto con el café y no se añade luego como ocurre en otros casos? ¿Por qué el líquido forma repentinamente espuma en los costados del ibrik mientras se infunde el café? ¿Cuánto debe reposar el café en la taza para que al sorberlo esté libre de polvillo?

El café que yo consumo es de tueste por el método francés o vienés y está finamente molido. Ambos son más oscuros que los otros que se venden habitualmente, lo que significa que se tuestan durante más tiempo y que han perdido mayor cantidad de sustancias volátiles. Dudo, no obstante, que el tipo de café afecte a otra cosa que no sea al propio aroma de la bebida.

El mío lo preparo en un ibrik de hojalata de capacidad suficiente para dos tacitas, cada una de las cuales admite unos 60 centímetros cúbicos, aunque acostumbro a preparar una sola tacita por vez. Evito así que la espuma se forme a tal velocidad que se derrame en cascada sobre el fuego. Pongo en el ibrik una cantidad de agua algo inferior a la necesaria para llenar una tacita. Luego añado al agua dos cucharaditas de café molido y de una a cuatro cucharaditas de azúcar. (Una cucharadita equivale a cinco centímetros cúbicos.)

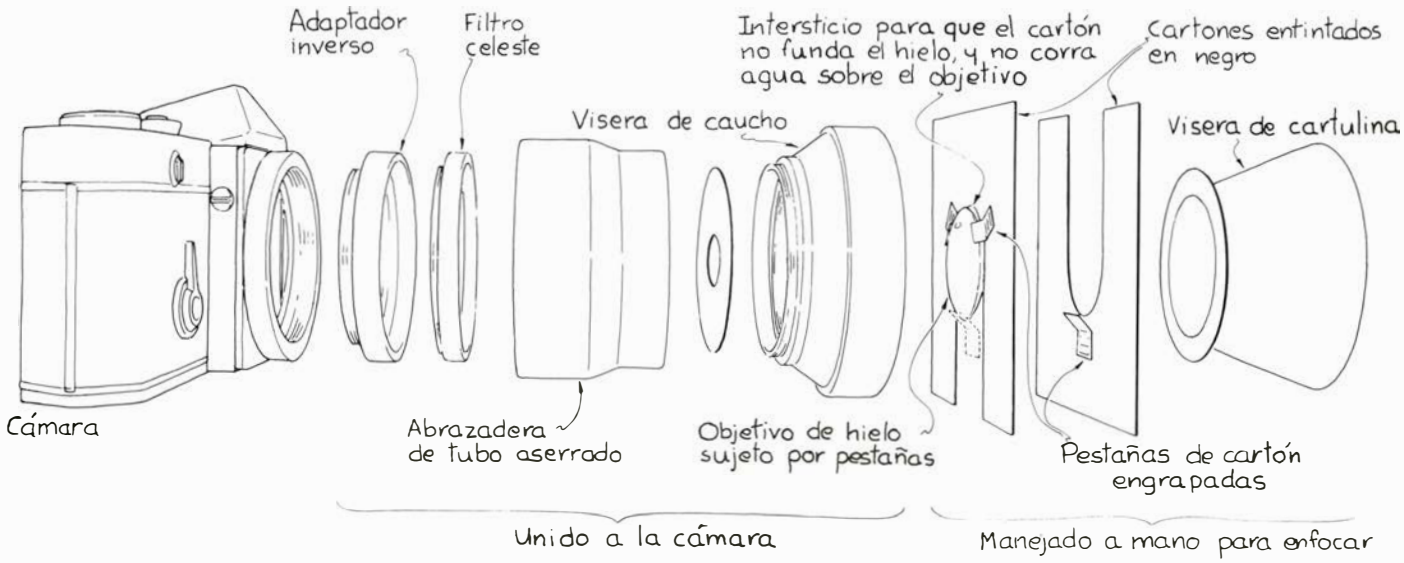
Hay quien mezcla los ingredientes antes de preparar la bebida, pero yo no acostumbro a hacerlo. Tras colocar el ibrik sobre el hornillo de mi cocina eléctrica pongo el mando de calor al máximo. Entonces, la mezcla no tarda en comenzar a susurrar y chasquear. Pasados algunos minutos, el ruido cesa de repente y se inicia la formación de espuma. Esta crece con gran rapidez hacia la boca del ibrik. Dicha transición es tan rápida que a veces no alcanzo a retirar el recipiente del fuego antes de que rebose la espuma. Cuando vierto el café lentamente en la tacita, parte de la espuma persiste, pero la mayoría desaparece.

Con el propósito de observar el interior de la mezcla mientras se cocía, sustituí el ibrik por un vaso de precipitación hecho de Pyrex con una capacidad de 180 centímetros cúbicos. Volví a introducir las cantidades de agua y café correspondientes a una tacita. El café molido flotaba y se humedecía muy lentamente. Parece ser que el polvo se mantiene unido merced a una fuerza eléctrica de intensidad suficiente para que forme terrones, entre cuyos granos el agua se infiltra con dificultad. Así, aunque las partículas sean más densas que el agua, por lo que deberían hundirse, el aire atrapado que contienen los terrones basta para mantenerlas a flote.

Luego añadí dos cucharaditas de azúcar por encima del café. En su mayoría, el azúcar se hundió, a veces volcando algún terrón de café. Así, cuando puse el vaso sobre el hornillo, se distinguían dos capas, una de azúcar y otra de café, perfectamente separadas por una capa de agua bastante transparente.

Sucede que esas tres capas aparecen aun cuando agite la mezcla antes de calentarla. En agua fría, el azúcar se disuelve lentamente y, por ello, se posa en el fondo tras agitar porque es más denso que el agua. En lo que respecta al café, sus partículas, incluso con la agitación, siguen conservando aire adsorbido suficiente para que, en su mayoría, floten hacia la superficie. La única diferencia que supone la agitación es que algunas de las partículas acaban en la capa de agua.

Al poco de empezar a calentar, aparecieron burbujas de aire en distintos puntos del fondo de la capa de azúcar que oscilaban rápidamente. El aire de esas burbujas procedía del adsorbido en los granos de azúcar y del disuelto en el agua que rodeaba a los mismos. Cuando en un lugar determinado se ini-



3. Dispositivo del que se vale Wheeler para montar un objetivo de hielo en una cámara

cia la germinación de una burbuja afluye a ese punto más aire procedente del agua y del azúcar circundantes. Las burbujas oscilan porque se alargan hacia arriba y entran en contacto con líquido más frío (agua azucarada concentrada en este caso) con lo que se contraen repentinamente; pero, casi al instante, vuelven a calentarse y a dilatarse. Esta rápida y desordenada oscilación de las burbujas de aire genera los chasquidos y murmullos que caracterizan la primera etapa del calentamiento de un fluido.

Las burbujas de aire y vapor acaban liberándose y corren hacia arriba atravesando la capa de azúcar. Cuando traspasan ésta y penetran en el agua clara, detienen su movimiento. Esta agua está más fría que la capa de azúcar y hace que las burbujas revienten.

Iluminando el vaso con una linterna me es posible localizar los pequeños chorros de agua azucarada que resultan lanzados hacia arriba al reventar cada burbuja. Esos minúsculos chorros son visibles porque poseen un índice de refracción distinto del característico del agua y se aprecia cómo se retuercen y giran antes de hundirse otra vez en la capa de azúcar. En ocasiones, la estela de un chorrito deja a su paso gotitas de azúcar diminutas (o de agua azucarada).

La capa de azúcar no tarda en tornarse turbulenta. Si bien, hasta ese instante, las burbujas transportaban calor hacia la capa de agua superior, a partir de ese momento parecen predominar las corrientes convectivas, algunas de las cuales se dejan ver merced a su distinto índice de refracción. Al proseguir el calentamiento la capa de azúcar en turbulencia asciende e invade el estrato acuoso. Entonces, parte de la turbulencia o alguna burbuja alcanza alguna que otra vez la base del café; por lo demás, a éste no parece afectarle lo que acontece debajo.

A medida que la capa de azúcar turbulenta se aproxima al café, las partículas de éste comienzan a relucir gracias a diminutas burbujas de aire, ninguna mayor que un milímetro y, en su mayoría, mucho más pequeñas. Tan pronto la capa azucarada alcanza el café, sus partículas comienzan a agitarse y liberan aquellas burbujitas en gran cantidad. Estas forman la espuma, la cual crece a tal velocidad que, en pocos segundos, su altura triplica la de la mezcla inicial.

En cuanto se generaliza la agitación de las partículas, cesan el murmullo y los chasquidos. Este ruido tenía su origen, efectivamente, en la formación de burbujas grandes en el fondo del recipiente; pero al llegar allí los granos ofrecen un sinnúmero de puntos donde pueden germinar burbujas pequeñitas, y desaparecen, por tanto, las ruidosas burbujas grandes.

4. Elementos necesarios para preparar un café turco

Para asir el vaso caliente me valgo de unas tenazas largas. Sosteniéndolo por encima del hornillo, regulo la rapidez a la que se produce la espuma: al alejar el vaso del calor la espuma se genera con mayor lentitud. Las burbujas empiezan pequeñas, pero conforme las nuevas empujan a las anteriores vaso arriba, se fusionan y originan otras mayores. Estas resultan demasiado frágiles para sobrevivir cuando se sirve la bebida. La espuma que a algunos les agrada en el café turco se compone de las burbujas diminutas que estaban adheridas a las partículas de café al iniciarse la formación de espuma. Cuando se sirve el café en su taza, parte de las burbujitas se desprenden de las partículas y forman una especie de masa flotante que puede conservar su configuración durante un buen rato.

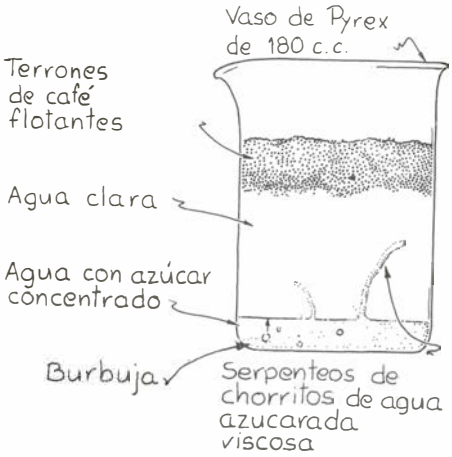
No siempre consigo tal masa espumosa al hacer un café. Pero si acierto, persiste horas enteras mientras no se agite la taza. Una causa de la estabilidad de las burbujas reside en el hecho de que el azúcar acrecienta la viscosidad del fluido. Cuando se forma una masa espumosa, la gravedad hace que el fluido situado entre las paredes de las bolsas de gas se escurra hacia abajo. Así, las paredes se adelgazan hasta que las burbujas revientan o se fusionan. Pero cuanto más viscoso es un fluido tanto más lentamente escurre. El líquido contenido entre las paredes de las burbujas de los cafés que yo preparo tarda mucho en escurrir.

Para ver qué pasaba al cambiar las condiciones puse a calentar un café sin azúcar. Entonces, las partículas volvieron a flotar en terrones sobre el agua y, al poner el vaso en el hornillo, el agua arrancó a hervir rápidamente haciendo mucho ruido. De tal modo que se formaron burbujas de aire oscilantes y, seguidamente, de vapor de agua que escapaban hacia arriba para chocar con la base de la capa de café.

Estas últimas no tardaron en formar corrientes que rompieron los terrones de café, cuyas partículas se dispersaron por todo el volumen de fluido. Los terrones perdieron así parte del aire que contenían y, por ello, capacidad para flotar; pero todavía conservaban aire adsorbido. Entonces, si se hundían era a causa de las fuertes corrientes convectivas que se habían organizado en el vaso. Se formaron burbujas diminutas y comenzó a generarse la espuma. Todo esto sucedió más deprisa que cuando la mezcla contenía azúcar.

Probé con algunas otras combinaciones. En un caso calenté sólo azúcar (dos cucharaditas) y agua. Como antes, el azúcar se hundió en el fondo y se calentó primero. Volvieron a formarse burbujas viscosas y se produjo una convección turbulenta. Cuando la mezcla se encontraba en plena ebullición turbulenta, en la superficie brotaron burbujas, pero aquí no hubo formación rápida de espuma. Las burbujas eran relativamente grandes (de varios milímetros de diámetro) y no duraban mucho.

Pasados algunos minutos, el fluido se tornó transparente, lo que indicaba que el azúcar se había disuelto por completo y mezclado uniformemente. Entonces, dejé que la mezcla se enfriara y observé que todo el azúcar permanecía disuelto, incluso a la temperatura ambiente. Es, pues, evidente que la cantidad de azúcar que normalmente se aña-



5. Infusión de café en un vaso de precipitación

de a la bebida no rebasa el punto de saturación del azúcar en agua caliente.

Después herví en el vaso la cantidad de agua acostumbrada, pero sin azúcar. Cuando se inició la ebullición turbulenta añadí una cucharadita de café. Casi al momento, sus partículas se arremolinaron por todo el volumen de agua y sobre ellas se generaron burbujas minúsculas. La espuma se formó a tal velocidad que parte del líquido se derramó sobre el hornillo antes que alcanzara a retirar el vaso del calor.

En otra combinación reemplacé el azúcar por una cantidad igual de miel. Lo primero que introduje en el vaso fue ésta, seguida del agua y, por último, el café. Cuando la miel empezó a calentarse, de ella surgían minúsculos géiseres que se proyectaban hacia el estrato acuoso. Sólo me era posible verlos iluminando el vaso con una linterna que patentizase la diferencia entre los índices de refracción de la miel y del agua. Cuando algún géiser se desgajaba de la capa principal de miel, volvía a caer en ella: la miel es más densa que el agua. Muchas veces el chorro se enroscaba o soltaba gotas de miel. De éstas, algunas se quedaban donde estaban, por la razón obvia de que se había diluido lo suficiente para adquirir una densidad más o menos igual que la del agua.

En ese punto de mis investigaciones, disponía ya de datos para responder a algunas preguntas que me había formulado sobre la elaboración del café turco. El fundamento de la preparación reside en cocer rápidamente las partículas de café. Si la cocción es excesiva, la bebida adquiere un sabor amargo o ácido; como un café normal que se haya hecho cocer lentamente durante mucho tiempo. Para que se calienten y cuezan rápidamente, se muelen finamente los granos para café turco.

La espuma constituye casi un efecto secundario. Las partículas diminutas ofrecen mucha superficie donde adsorber aire. Las minúsculas bolsas de aire son puntos de germinación de burbujas. Entonces, cuando el café y el agua circundante se calientan, el aire disuelto en ésta sale de solución en los puntos de nucleación y forma burbujas de un tamaño apenas suficiente para que sean visibles.

Cuando la capa de líquido caliente llega a las partículas, el vapor de agua dilata las burbujas; éstas se desprenden y separan de los puntos de nucleación para formar la espuma de burbujas grandes que remonta el ibrik. Un gran número de los puntos de nucleación existentes en las partículas permanecen activos, pues retienen parte del agua o vapor cuando una burbuja se separa de ellas. Y, además, la agitación los transporta de un punto a otro del agua contigua al fondo del recipiente y prosiguen así generando burbujas en tanto el fluido circundante esté suficientemente caliente para proporcionar vapor de agua.

El azúcar se añade antes de la cocción. Hay varias razones para obrar así. El calentamiento asegura que el azúcar se halle totalmente disuelto en el momento de beber el café. Si se agregara después de servir el café en la taza, habría que agitar el líquido para disolverlo, lo cual supondría que las partículas permanecerían en suspensión durante mucho más tiempo. Y, así, el café se enfriaría antes de que se hubieran posado lo suficiente para que la bebida no resultase pulverulenta.

Ocurre, además, que el azúcar facilita la buena cocción. En efecto, la capa viscosa de azúcar que se forma en el fondo del ibrik retiene el calor mejor que el agua, de tal modo que, si dicha capa contuviera sólo agua, las burbujas de vapor transportarían calor hacia el café en una etapa más temprana del proceso. Pero, gracias al azúcar, eso se retarda y el café tarda más en empezar a calentarse; y ello merced a la capa de agua azucarada en turbulencia que acaba llegando a él. El período de calentamiento y cocción del café es repentino y breve; se inicia cuando le llega el líquido caliente y finaliza en menos de un minuto, cuando la espuma amenaza con rebosar del recipiente.

Por último, el azúcar es beneficioso para el proceso porque favorece la estabilización de la espuma de burbujitas. Sin su presencia, sería menos probable que la espuma persistiera tras servir la bebida en la taza.

Aunque el proceso de infusión sea rápido, no debe concedérsele un tiempo demasiado corto. Cuando utilizo el ibrik para hacer a la vez dos tazas de café, suele quedarme pulverulento. Por más que espere, las partículas grandes no llegan a posarse en el fondo. Ello se debe a que todavía encierran aire adsorbido en cantidad suficiente para permanecer a flote; cabe, incluso, que sigan apelmazadas. Como el ibrik contiene demasiado líquido, me es necesario retirarlo prematuramente del hornillo para que la espuma no rebose. En consecuencia, el tiempo que transcurre desde que la capa azucarada, caliente y en turbulencia, llega al café y el momento en que éste se sirve en la taza resulta demasiado corto para que se elimine todo el aire adsorbido. Mi experiencia práctica no me permite preparar más de una taza de café cada vez. Cuando es necesario hacer una cantidad mayor en una sola preparación, debo sostener el ibrik separado de la fuente de calor para controlar la espuma y mantener la cocción el tiempo suficiente.

Lo que viene ahora atañe a lo que acontece en la taza cuando las partículas de café se hunden hacia el fondo. Las partículas se hunden todas a una velocidad aproximadamente constante. Dada la importancia, tanto científica como tecnológica, que reviste la velocidad de sedimentación de partículas en suspensión, se han realizado muchas investigaciones acerca del tiempo que tardan en posarse partículas en el seno de agua.

Si las partículas son menores que 0,06 milímetros aproximadamente, caen obedeciendo a la ley de Stokes, llamada así en honor del físico y matemático británico G. G. Stokes. La velocidad de una partícula pequeña depende de dos factores: su peso efectivo y la resistencia que opone al agua. El peso efectivo es la diferencia entre el peso verdadero de la partícula y el empuje de Arquímedes que le comunica el líquido que la rodea, el cual suele expresarse en función de las densidades de la partícula y del fluido. Como las partículas de café son más densas que el agua (y más densas que la mezcla de azúcar y agua), el empuje que reciben es demasiado débil para impedir que caigan. O sea, el peso de la partícula es un vector apuntado hacia abajo más corto que el peso verdadero.

Oponiéndose a esta fuerza, el fluido crea una resistencia al avance que se materializa en una fuerza dirigida hacia arriba. Según la ley de Stokes, la resistencia al avance depende del diámetro de la partícula, de la velocidad de ésta y de la viscosidad del fluido. Cuando la

partícula inicia su descenso, su velocidad es reducida y, por tanto, también lo es la resistencia. Pero la partícula se acelera y en seguida adquiere una velocidad suficiente para que la resistencia al avance iguale al peso efectivo. A partir de entonces, la partícula ya no se acelera, pero sigue cayendo a velocidad constante. Esta velocidad final depende del tamaño de la partícula. Las más pequeñas tienen unas velocidades finales menores y tardan más en posarse.

El valor de la velocidad final, que en física se conoce como velocidad límite, depende asimismo de la viscosidad del fluido. Como el azúcar la incrementa, todas las partículas tienen unas velocidades límite inferiores a las que les correspondería en ausencia del mismo.

Infortunadamente para los degustadores del café turco, la ley de Stokes es válida sólo para partículas esféricas. Las partículas de café suficientemente pequeñas para que les sea aplicable la ley de Stokes son de forma irregular y, por tanto, encuentran una resistencia difícilmente calculable. Aún así, se mantiene la generalidad de la influencia del tamaño de la partícula: caen más lentamente cuanto más pequeñas son.

Gran cantidad de las partículas del café turco son excesivamente grandes para caer obedeciendo a la ley de Stokes, la cual establece que la fuerza de resistencia al avance depende de la primera potencia de la velocidad de la partícula respecto al fluido. Para partículas mayores, esa fuerza depende del cuadrado de dicha velocidad. Además, la expresión matemática de la fuerza incluye un coeficiente de resistencia a determinar experimentalmente, el cual tiene en cuenta el efecto de la forma irregular de la partícula.

Otro factor es que si en un volumen de fluido determinado caen un gran número de partículas, la situación varía de dos maneras. Por una parte aumenta la densidad efectiva del fluido y, por consiguiente, disminuye el peso efectivo de cada partícula y su velocidad de sedimentación. Por otra parte, las partículas interactúan entre ellas al pasar unas junto a otras en su camino hacia el fondo. Pese a estas complicaciones adicionales, conserva su validez la regla anterior: las partículas caen más lentamente cuanto más pequeñas son.

Para verificar la regla introduje una pequeña cantidad de café turco recién hecho en una jarra alta y transparente que contenía agua. Esta la había dejado sin mover durante una hora con el propósito de que estuviera muy encalmada. Utilicé café recién hecho, pues necesitaba granos que hubieran perdido la mayor parte del aire adsorbido. Unos granos no cocidos hubieran tendido a flotar.

Valiéndome de una linterna pude seguir el descenso de las partículas. Las grandes se hundía rápidamente hacia el fondo a una velocidad del orden de un centímetro por segundo. Las pequeñas eran mucho más lentas. Y algunas de las más pequeñas parecían invertir 10 minutos o más en llegar al fondo.

La velocidad de sedimentación de las partículas en una taza de café difiere algo de la observada en la comprobación que acabo de describirles. El número de partículas por unidad de volumen es suficientemente alto para que interactúen mientras caen. Y todavía más importante, el fluido está lo bastante caliente para crear células de circulación. Lo que ocurre es que el líquido caliente contiguo al fondo se eleva hacia la parte superior, donde se enfría por evaporación y luego desciende. Esta circulación forma las llamadas células de Bénard. En ciertos fluidos y bajo determinadas condiciones de calentamiento, las células crean una configuración geométrica estable en la superficie.

En los cafés por mí preparados esa configuración es caótica y constantemente variable. Se observa mejor cuando el café carece de espuma, pues ésta no sólo cubre la superficie sino que altera la velocidad de evaporación. Instalando una luz que se refleje en la superficie, se descubren minúsculas gotitas suspendidas inmediatamente por encima de la superficie de la zona de fluido caliente ascendente. Estas gotitas son el producto de la condensación del vapor de agua cuando se enfría el aire inmediatamente contiguo a la superficie. En la zona de fluido descedente no se ven gotitas. Como éstas reflejan la luz, las zonas de fluido ascendente parecen levemente blancas, mientras que las de fluido descendente presentan el color oscuro del café. En el caso de una taza de café carente de partículas, las células de Bénard no son más que una curiosidad; pero en el caso del café turco suponen un retraso en la sedimentación de las partículas.

La conclusión es que, al tomar café turco, lo recomendable es buscar una solución de compromiso, esperando lo suficiente para que se posen en el fondo las partículas de café mayores y para que decrezca la circulación de Bénard, pero no tanto que la bebida se enfríe hasta un punto no agradable. La espuma facilita ese compromiso, aislando el café mediante el vapor atrapado en las burbujas y haciendo así que disminuya la velocidad de enfriamiento.

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

UNA ZONA DESNUCLEARIZADA EN EUROPA

COMPREHENSIVE STUDY OF THE QUESTION OF NUCLEAR-WEAPON-FREE ZONES IN ALL ITS ASPECTS. Informe especial del Comité de Desarme de la Conferencia de las Naciones Unidas. Naciones Unidas, 1976.

ARMS CONTROL: THE REGIONAL APPROACH. Ronald G. Purver, Center for International Relations, Queens University, Kingston, 1981.

STUDY ON ALL THE ASPECTS OF REGIONAL DISARMAMENT. Centro de las Naciones Unidas para el Desarme. Informe para la Secretaría General, Naciones Unidas, 1981.

COMMON SECURITY: A BLUEPRINT FOR SURVIVAL. Independent Commission on Disarmament and Security Issues. Simon and Schuster, 1982.

DISPOSITIVOS MICROMECANICOS DE SILICIO

SPECIAL ISSUE ON SOLID-STATE SENSORS, ACTUATORS, AND INTERFACE ELECTRONICS. *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. ED-26, n.º 12, diciembre, 1979.

SILICON AS A MECHANICAL MATERIAL. Kurt E. Petersen en *Proceedings of the IEEE*, vol. 70, n.º 5, págs. 420-457; mayo, 1980.

SPECIAL ISSUE ON SOLID-STATE SENSORS, ACTUATORS, AND INTERFACE ELECTRONICS. *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. ED-29, n.º 1; enero, 1982.

ESTRUCTURA DE QUARKS Y LEPTONES

THE KEY TO THE UNIVERSE: A REPORT ON THE NEW PHYSICS. Nigel Calder. British Broadcasting Corporation, 1967.

TEORÍAS GAUGE DE LAS FUERZAS ENTRE PARTÍCULAS ELEMENTALES. Gerad 't Hooft en *Investigación y Ciencia*, n.º 47, págs. 58-77; agosto, 1980.

TEORÍA UNIFICADA DE LAS PARTÍCULAS ELEMENTALES Y DE LAS FUERZAS. Howard Georgi en *Investigación y Ciencia*, número 57, págs. 18-36; junio, 1981.

FUENTES TERMALES EN EL FONDO DEL OCEANO

THE MECHANISMS OF HEAT TRANSFER THROUGH THE FLOOR OF THE INDIAN OCEAN. Roger N. Anderson, Marcus G. Langseth y John G. Sclater en *Journal of Geophysical Research*, vol. 82, n.º 23, págs. 3391-3409; 10 de agosto de 1977.

CHEMISTRY OF HOT SPRINGS ON THE EAST PACIFIC RISE AND THEIR EFFLUENT DISPERSAL. J. M. Edmond, K. L. Von Damm, R. E. McDuff y C. I. Measures en *Nature*, vol. 297, n.º 5863, págs. 187-191; 20 de mayo de 1982.

UNA VENTANA ABIERTA AL CEREBRO DORMIDO

SLEEP DISORDERS: INTERSECTIONS OF BASIC AND CLINICAL RESEARCH. Dirigido por M. H. Chase. Spectrum Publications, Inc., 1982.

DIFFERENT BEHAVIORS DURING PARADOXICAL SLEEP WITHOUT ATONIA DEPEND ON PONTINE LESION SITE. J. C. Hendricks, A. R. Morrison y G. L. Mann en *Brain Research*, vol. 239, págs. 81-105; 1982.

PRIMEROS AGRICULTORES DE LA LLANURA DEL NORTE DE EUROPA

EARLY NEOLITHIC SITES AND BRZEŚĆ KUJAWSKI, POLAND: PRELIMINARY REPORT THE 1976-1979 EXCAVATIONS. Ryszard Grygiel y Peter Bogucki en *Journal of Field Archaeology*, vol. 8, n.º 1, págs. 9-27; 1981.

EARLY EUROPEAN AGRICULTURE. M. R. Jarman, G. N. Bailey y H. N. Jarman. Cambridge University Press, 1982.

EARLY NEOLITHIC SUBSISTENCE AND SETTLEMENT IN THE POLISH LOWLANDS. Peter I. Bogucki, British Archaeological Reports, Oxford, 1982.

SEÑALES QUIMICAS DE AGREGACION EN LAS AMEBAS

THE CELLULAR SLIME MOLDS. John Tyler Bonner, Princeton University Press, 1967.

THE DEVELOPMENT OF *DICTYOSTELIUM DISCOIDEUM*. Dirigido por W. F. Loomis. Academic Pres, 1982.

CHEMICAL IDENTITY OF THE ACRASIN OF THE CELLULAR SLIME MOLD, *POLYSPHONDYLIUM VIOLACEUM*. O. Shimomura. H. L. B. Suthers y J. T. Bonner en *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, vol. 79, n.º 23, págs. 7367-7379; diciembre, 1982.

CONTROL GENETICO DE LAS PROTEINAS DEL TRIGO

WHEAT PROTEINS. D. D. Kasarda, J. E. Bernardin y C. C. Nimmo en *Advances in Cereal Science and Technology*, vol. 1, págs. 158-236. Amer. Assoc. Cereal Chem. Inc., St. Paul Minnesota, 1976.

GENETIC CONTROL OF THE CONTENT, AMINO ACID COMPOSITION, AND PROCESSING PROPERTIES OF PROTEINS IN WHEAT. C. F. Konzak en *Advances in Genetics*, vol. 19, págs. 407-582; 1977.

CHROMOSOMAL CONTROL OF WHEAT ENDOSPERM PROTEINS. F. García Olmedo, P. Carbonero, C. Aragoncillo y G. Salcedo en *Seed Protein Improvement by Nuclear Techniques*, IAEA Proc. Series STI/PUB/479, págs. 555-566; 1978.

CHROMOSOMAL LOCATIONS OF GENES THAT CONTROL WHEAT ENDOSPERM PROTEINS. F. García Olmedo, P. Carbonero y B. L. Jones en *Advances in Cereal Sciences and Technology*, volumen 5, cap. I, págs. 1-47, Amer. Assoc. Cereal Chem. Inc., St. Paul, 1982.

TEMAS METAMAGICOS

ANATOMY OF LISP. John Allen. McGraw-Hill Book Company, 1978.

ARTIFICIAL INTELLIGENCE PROGRAMMING. Eugene Charniak, C. K. Riesbeck y Drew V. McDermott. Lawrence Erlbaum Associates, Inc., 1980.

HISTORY OF LISP. John McCarthy en *History of Programming Languages*, dirigido por Richard L. Wexelblat. Academic Press, 1980.

TALLER Y LABORATORIO

OBSERVATIONS OF AN EARLY MORNING CUP OF COFFEE. Vincent J. Schaefer en *American Scientist*, vol. 59, n.º 5; septiembre-octubre, 1971.

GRAIN SHAPE EFFECTS ON SETTLING RATES. P. D. Komar y C. E. Reimers en *Journal of Geology*, vol. 86, n.º 2, págs. 193-209; marzo, 1978.

Taller y laboratorio

El movido llanto de un vino fuerte

Jearl Walker

Si se deja reposar durante dos o tres minutos el vino vertido en un vaso, es casi seguro que en el interior de éste se formará un curioso conjunto de gotas en la parte contigua a la superficie del líquido; en particular, si el vino es de cierta graduación. Este fenómeno, conocido por "llanto del vino fuerte", ya fue examinado en 1855 por James Thomson, ingeniero y físico británico, quien sacó la conclusión de que su origen no se encuentra en la condensación de agua sobre una superficie fría, pues las gotas aparecen aun cuando el vaso esté a la temperatura ambiente. En su opinión, las gotas se formaban en virtud de las variaciones que experimentaba la tensión superficial del vino conforme el alcohol se iba evaporando de una película delgada de aquél, que hubiera quedado en la superficie del vidrio.

Desde entonces, la formación de las lágrimas del vino constituye un tema obligado en todas las disciplinas que estudien la organización de los flujos circulatorios en los líquidos de tensión superficial variable. Aunque estos movimientos llevan más de un siglo sujetos a indagación, su realidad física sigue desconocida en muchos detalles. Su interés para la física radica en que se trata de un buen útil de trabajo para estudiar la tensión superficial y la estabilidad de los flujos circulatorios de los líquidos. Estos movimientos encierran otro motivo de interés para el aficionado: se presentan en numerosos procesos industriales y biológicos.

Aunque la explicación de Thomson acerca del llanto del vino fuerte era correcta en líneas generales, sus investigaciones no llamaron la atención hasta que, en 1869, Gustav L. van der Mensbrugghe replanteó, en una publicación belga, toda la cuestión del movimiento creado por la tensión superficial. Dos años después, el italiano Carlo Marangoni reclamó para sí la originalidad de las investigaciones. Así, el trabajo pionero de Thomson quedó relegado al olvido y es el nombre de Marangoni el que aparece vinculado al fenómeno del movimiento de los líquidos producido por la tensión superficial.

La explicación de Thomson se basa en el hecho siguiente: al añadir alcohol al agua, disminuye la tensión superficial de ésta. Ello explica que el vino tenga una tensión superficial inferior a la del agua. Cuando se expone vino al aire, se crean en su superficie zonas de mayor tensión, ya que el alcohol que contiene no cesa de evaporarse. Estas tiran del líquido contiguo y lo ponen en movimiento.

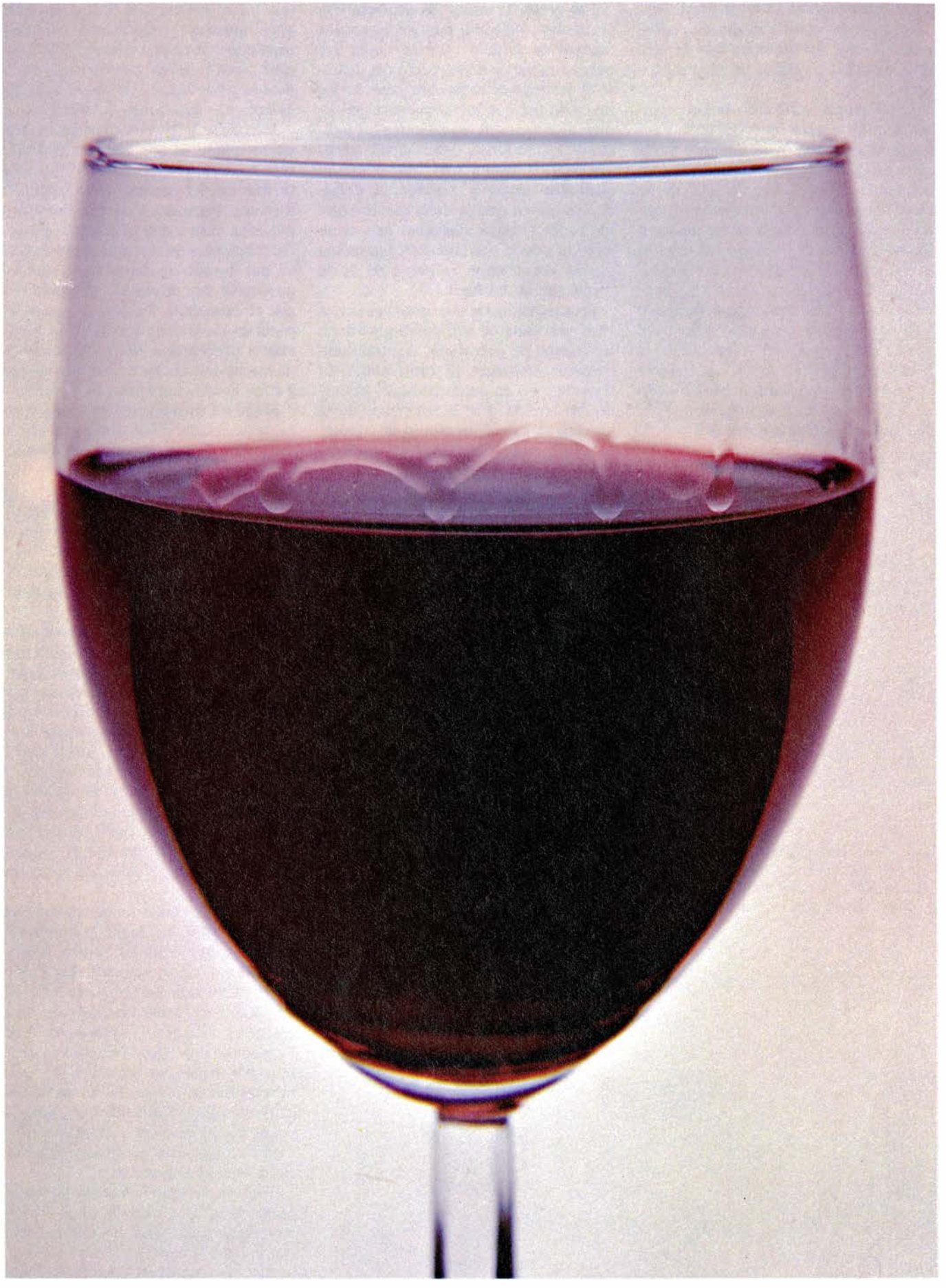
La formación de lágrimas en la pared de un vaso de vino es un fenómeno que se aprecia a simple vista; débese a una variación de la tensión superficial de la misma naturaleza. La superficie del líquido es curva en su contacto con la pared porque la tensión superficial en la superficie de separación entre el vino y el vidrio hace que el primero ascienda un corto tramo por el segundo.

El alcohol se evapora de esa película delgada, aumenta así la tensión superficial y sube más vino. Thomson advirtió que este líquido adicional tendía a formar un anillo grueso en la parte superior de la película. A medida que se evapora alcohol y aumenta la tensión superficial de la película, el líquido empieza a contraerse en pequeñas gotas. Entonces, asciende más líquido, se evapora más alcohol y las gotas engordan; hasta que alguna de éstas adquiere peso suficiente para resbalar y retornar al vino. Pero no tarda en formarse otra gota en el lugar de esta última, pues prosigue la evaporación en la película y continuamente asciende líquido nuevo. Este proceso persiste hasta que se haya eliminado alcohol en tal cantidad que la variación de la tensión superficial se haga demasiado pequeña para mantener el ciclo en marcha.

Thomson comprobó el papel de la evaporación taponando un frasco parcialmente lleno de vino. Tras agitarlo, examinó la película que se formaba sobre la pared interna. No observó lágrimas, ni se evidenciaba movimiento alguno en la película, salvo el escurrimiento normal. Retiró entonces el tapón, para renovar el aire del frasco. En esas condiciones, según consignó, "al instante se ve una película de líquido, que trepa lentamente por el interior del frasco y de la que, a modo de flecos de cortina, descienden chorros de líquido espeso o de aspecto untuoso". Al restituir el tapón y sacudir el frasco, el alcohol saturó el aire encerrado hasta el punto de bloquear la evaporación. Renovaba el aire para restablecer la evaporación y el ciclo de movimiento del líquido inducido por la variación de la tensión superficial.

También yo he comprobado la formación de lágrimas en varios tipos de bebidas alcohólicas. Para empezar vertí un poco de ginebra de 94,6 grados en un vidrio de reloj. (La graduación está ligada a la concentración volumétrica de alcohol.) Junto al borde del vidrio se formaron casi inmediatamente cuatro lágrimas. La zona comprendida entre cada lágrima y el resto de la ginebra se encontraba visiblemente húmeda y, a veces, mostraba signos de movimiento. La ginebra es un líquido transparente, por lo que dudo que lo que viera moverse hacia arriba, por los costados del vidrio, fuese la ginebra en sí; lo más probable es que se tratara de motas de polvo atrapadas en la corriente. Entonces, para mejorar la visibilidad, rocié la superficie de la ginebra con polvos de licopodio, cuyas esporas microscópicas se quedan arriba y no se hunden. Si no tenemos licopodio a mano, sirve el talco, u otros polvos caseros a los que el agua y el alcohol no humedezcan en seguida.

Con el polvo distribuido a la manera de trazador rastreé toda la corriente de ginebra que trepaba por los costados del vidrio. En general, el movimiento era irregular; mas, por debajo de los puntos donde se formaba una lágrima, se tornaba decididamente ascendente.



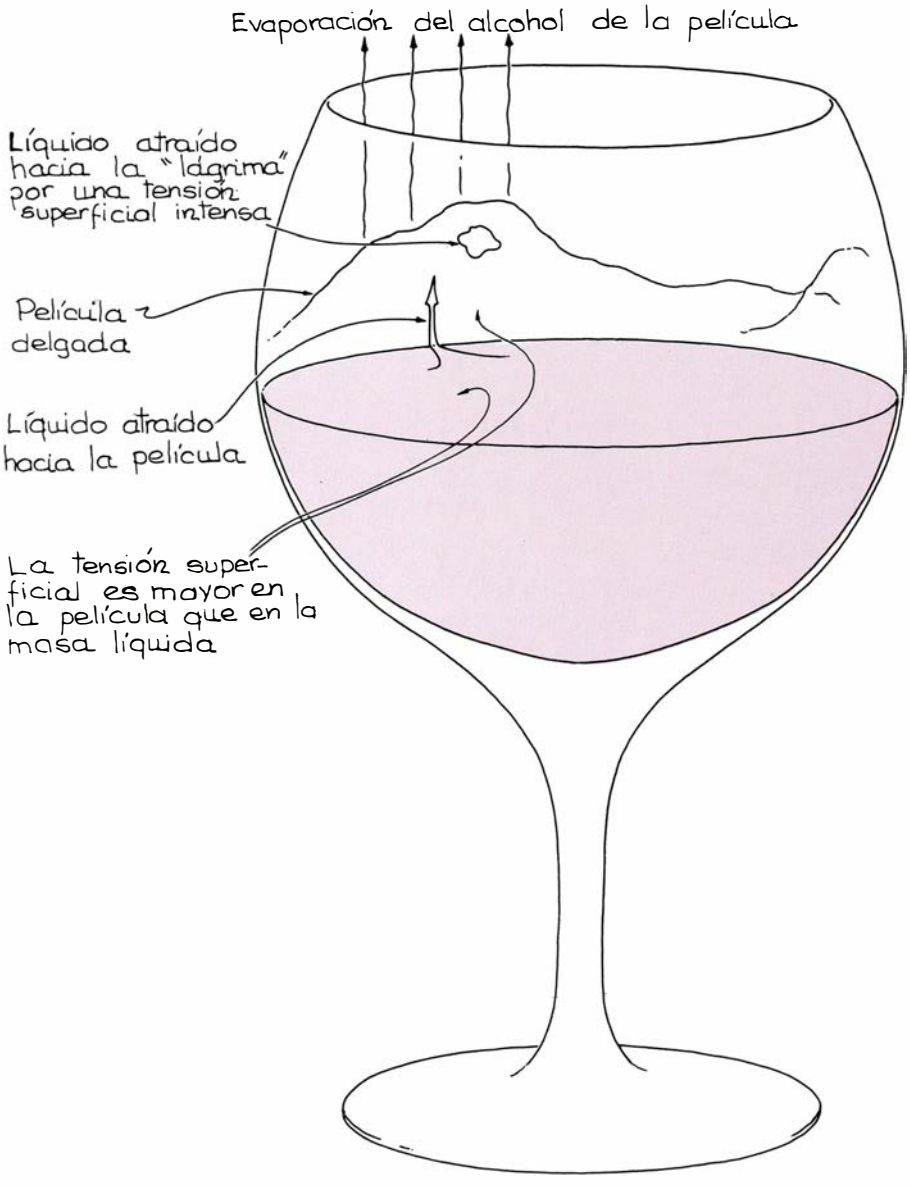
1. Movimientos del vodka causados por la tensión superficial, revelados mediante vino tinto

(Esta irregularidad generalizada obedecía a que la película estaba evaporándose, lo que determinaba que la tensión superficial variara de un punto a otro.)

Las lágrimas acababan todas regresando a la ginebra, precipitándose repentinamente pendiente abajo o deslizándose poco a poco, hasta entrar en contacto con el líquido. En este último caso, la gota sufría una pequeña sacudida que la lanzaba hacia arriba un corto trecho. La causa principal de ello es que la gota pierde líquido al tocar la superficie; se alivian entonces y se hace más sensible a la tensión superficial que a su propio peso: la tensión superficial tira de ella hacia arriba, mientras que el peso la hunde hacia abajo. La sacudida la promueve asimismo el brusco salto de tensión superficial en la superficie de separación entre la gota y la ginebra.

Las gotas, al entrar en contacto con la ginebra, inyectan en ésta pequeños chorros de líquido, que se dejan ver porque su índice de refracción es distinto al del resto de la ginebra y curvan los rayos de luz que los atraviesan. Se supone que esta diferencia entre los índices de refracción se debe a dos hechos: los chorros tienen una concentración alcohólica mayor y, además, su densidad es mayor que la de la ginebra que los rodea. Mayor densidad que tiene que ver con el enfriamiento producido por la evaporación responsable de la formación de las lágrimas.

Prosiguiendo en mis investigaciones vertí una copa de ron de 80 grados en un cuenco de porcelana. Agregué una pequeña cantidad de condimento de chocolate en un punto contiguo al borde del líquido. Por la superficie de la ginebra se formó un dibujo de hermosas rayas purpúreas. Estas parecían muy animadas, impulsadas evidentemente por fuertes variaciones de tensión superficial en la superficie de la mezcla y por corrientes que se desarrollaban en el interior de la misma.



2. Fuerzas responsables del "llanto del vino fuerte"

Introduje luego el cuenco en un horno templado (a una temperatura algo superior a 90 grados Celsius). En la cara interna del cuenco no tardaron en formarse lágrimas. Con una linterna y una lupa examiné el perímetro del ron. De trazadores para seguir el movimiento del líquido sirvieron las pequeñas partículas no disueltas, abandonadas por el chocolate. Partículas que se separaban rápidamente del borde y volvían a precipitarse hacia él, poniendo de manifiesto en ese punto una intensa y complicada circulación de líquido.

Hallé un trazador mejor en un colorante de cocina. Bastó una gotita añadida a una taza de alcohol isopropílico para colorear un tramo del perímetro. Pude observar así cómo una porción de alcohol coloreado llegaba al perímetro de la taza y comenzaba a trepar por la fina y no visible película de alcohol y agua que cubría la pared, para penetrar finalmente en una lágrima ya formada sobre aquélla.

Realicé entonces una comprobación sencilla, aunque decisiva, de la hipótesis de Thomson, que atribuía la aparición de las gotas a una diferencia en la tensión superficial de la película que cubre la pared. Supongamos que el alcohol no contuviese agua. En tal caso la tensión superficial apenas variaría a medida que se evaporase el alcohol de la pared, o de la vecindad de ésta. En realidad, no variaría nada, si descartamos la fracción debida al enfriamiento del líquido subsiguiente a la evaporación.

Preparé dos tazas gemelas. Vertí en una cierta cantidad de alcohol isopropílico al 70 por ciento. En la otra, eché la mitad de alcohol que en la anterior y luego añadí agua hasta igualar los niveles en ambas. Moví las dos para arremolinar los líquidos de modo que éstos mojaran las paredes. Por encima de la muestra diluida se formaron lágrimas inmediatamente. Por encima de la concentrada aparecieron algunas, aunque pocas e insignificantes. Thomson tenía razón: el agua es necesaria para que varíe la tensión superficial.

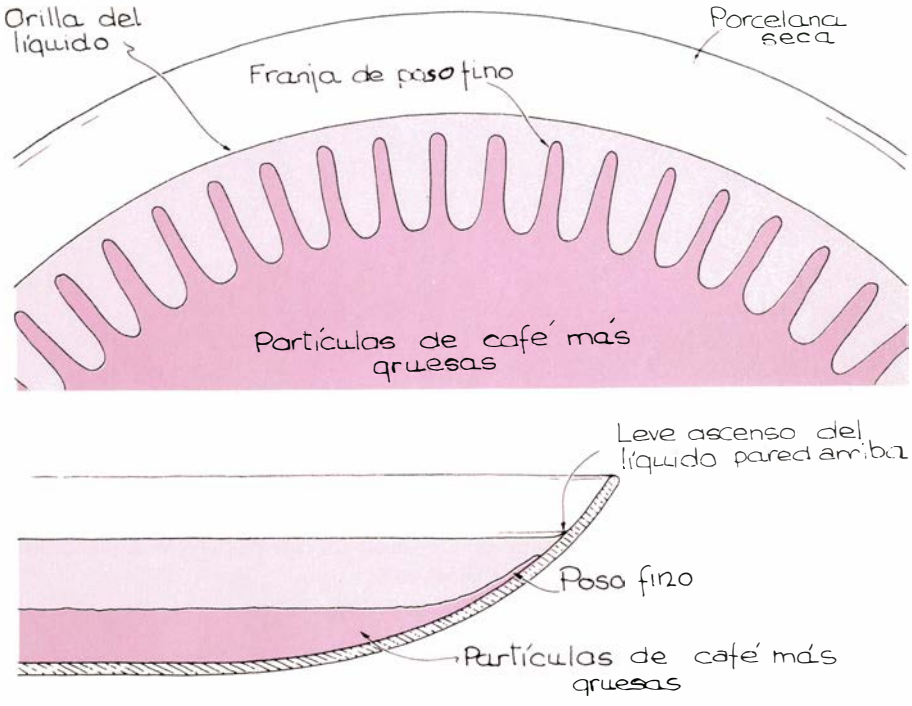
Todo factor que favorezca la evaporación coadyuva también en la formación de lágrimas. Así, un entorno cálido, la luz solar directa y un recipiente ancho y poco profundo facilitan mucho las cosas. Con una bandeja de bordes

curvos hacia arriba conseguí una auténtica muestra "plañidera". Un vaso alto con poco líquido no da buenos resultados, porque la evaporación es lenta, a menos que humedezcamos bien antes la pared interna. De este modo, cuando se introduce alcohol en el vaso, la película líquida trepa rápidamente por ella, elevándose más o menos hasta la altura de la zona humedecida. La aparición de las lágrimas varios centímetros por encima de la mezcla casi parece cosa de magia. Efectivamente, cualquier observador diría que son verdaderas gotas de condensación; pero si para mostrar su origen se colorea el líquido que reposa en el fondo del vaso, se verá que las lágrimas quedan teñidas también.

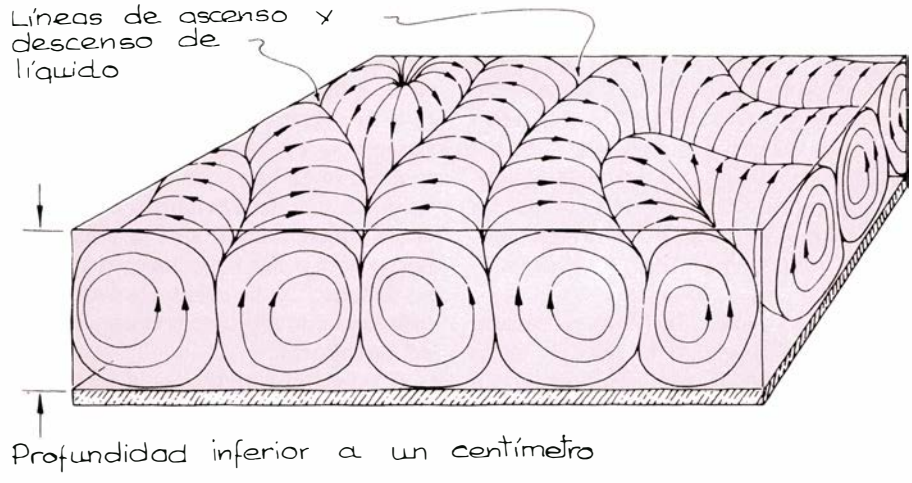
Podría ser interesante estudiar el llanto de distintas bebidas alcohólicas. Las cervezas norteamericanas no sirven, al menos en lo que a mis experiencias respecta, evidentemente porque contienen muy poco alcohol. ¿Podría encontrar el lector líquidos que lloren, distintos del alcohol y el agua?

En estas indagaciones sobre el llanto del vino fuerte me hallaba, cuando tenía sobre la mesa el borrador del artículo acerca del café turco que les ofrecí el mes pasado. Esta bebida, recuerden, se compone de agua, azúcar y café finamente molido, que se infunden conjuntamente y se sirven en una taza junto con los granos. En mi trabajo llegué a preparar tales cantidades de infusión que hube de guardarla en tazones. Cuando, una mañana, procedía a lavar la vajilla, en uno de los tazones de café que habían quedado de la noche anterior descubrí ciertas señales que me llamaron la atención. En toda la orilla del líquido, inmediatamente por debajo de su superficie, se veía nítidamente un conjunto de bandas oscuras de sedimentos de café. Tanto éstas como las bandas limpias que se intercalaban entre ellas tenían una anchura de varios milímetros.

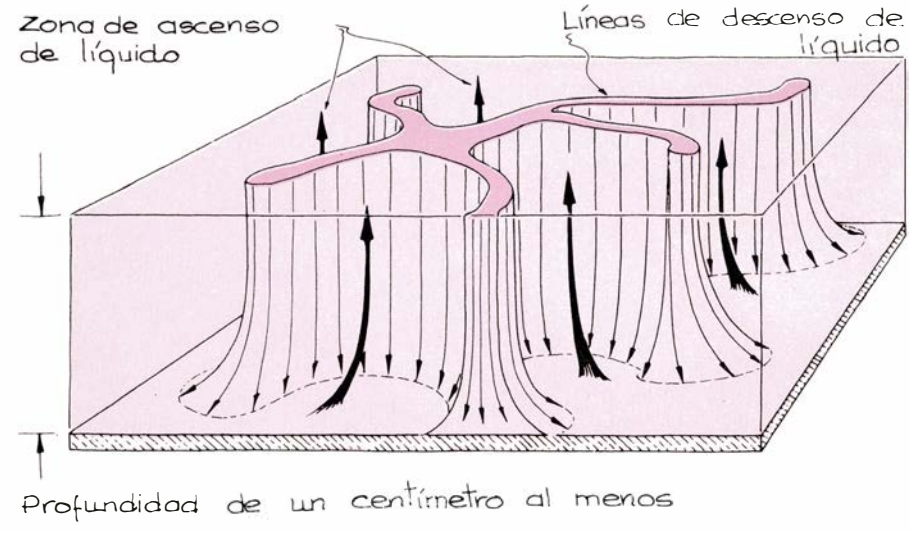
Aquello me dejó perplejo. Ni una sola de las incontables tazas de café normal inacabadas que guardé en los sitios más dispares mostró nunca tales señales. ¿Tiene algo de especial el café turco? Preparé otra infusión y la dejé en un tazón de porcelana del mismo tipo. No apareció nada que reseñar durante el período de evaporación rápida desde la superficie caliente. Pero al tornar a comprobar la situación, transcurridas algunas horas, comencé a notar que se iba recreando el mismo dibujo. Armado de paciencia, de una linterna y de una lupa, aguardé el crecimiento de las



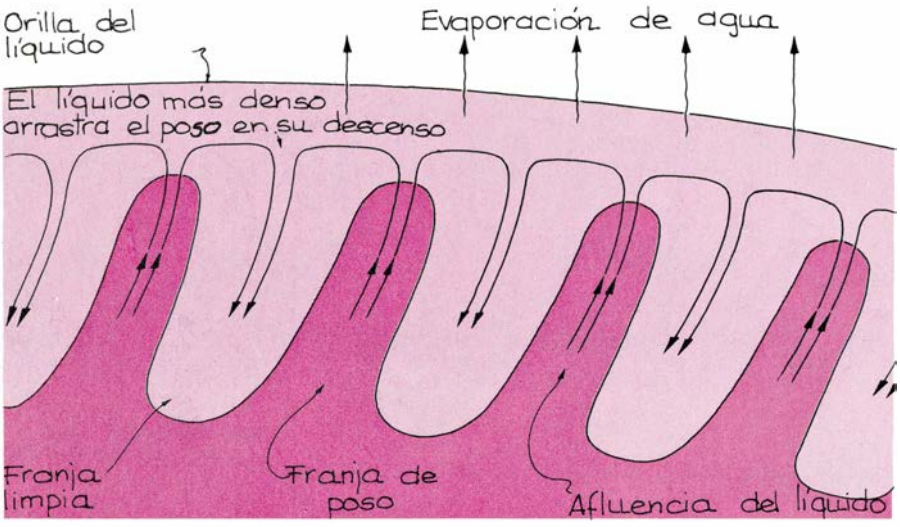
3. Dibujo denticular en el borde de los posos de un café turco



4. Circulación en un líquido somero



5. Circulación en un líquido en evaporación



6. Creación de un dibujo denticular en el poso de un café por efecto de la circulación del líquido

bandas, que no apareció. Me pregunté entonces si aquellos dibujos guardarían alguna relación con el llanto del vino fuerte. Pero no, el líquido mostraba poco movimiento por los costados del tazón.

Acaso se haya escrito ya acerca de este dibujo, pero yo no he encontrado referencia alguna. Para formarse, necesita un sedimento como los residuos del café turco, es decir, con azúcar. Preparé dos tazones de café, uno con azúcar y otro amargo. A la mañana siguiente, el que contenía azúcar presentaba un fino dibujo, no así el otro.

También hace falta la evaporación. Lo que comprobé poniendo un tazón de café en un horno tibio: el dibujo apareció en seguida. Entonces lo borré, arremolinando suavemente el líquido; tapé el recipiente con un trozo de plástico para envolver alimentos. Pasado un rato proyecté la luz de una linterna a través del plástico: allá estaba el dibujo. Volví a remover el tazón y a esperar: no hubo más dibujos.

Según parece, la figura se generó la primera vez porque el agua podía evaporarse en el aire situado encima del café. A partir de entonces, el aire saturado de vapor de agua impidió que prosiguiera la evaporación. La gran concentración de vapor de agua encerrado en el interior del envoltorio de plástico se patentizó cuando abrí la puerta del horno para echar un vistazo; el aire frío procedente de la cocina provocó una condensación rápida por la cara interna del envoltorio.

Acometí el estudio de la formación de aquel dibujo, preparando un buen número de muestras de café turco e introduciéndolas en un vaso picudo y ancho y en una amplia gama de cristales de reloj. La pared vertical del vaso me permitiría examinar la sedimentación de los granos de café valiéndome de una linterna potente. Nada interesante observé en el vaso; de los cristales de reloj nada esperaba, salvo el dibujo usual. Para mi sorpresa, ninguna de las dosis que puse en esos cristales desarrolló un dibujo. Utilicé tapas de plástico de la misma forma que los cristales de reloj, pero tampoco apareció nada. Me sentí defraudado.

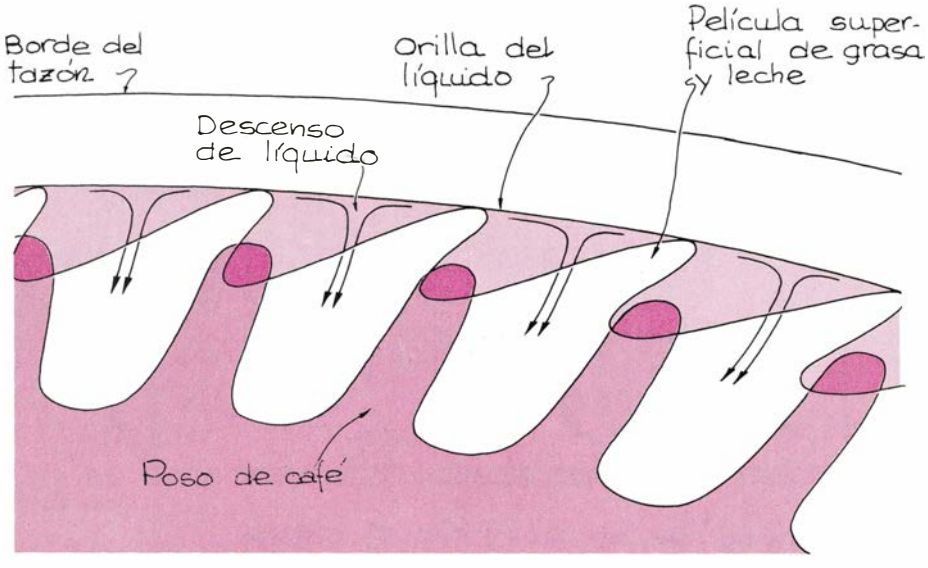
De vuelta a los tazones de porcelana, comencé a buscar alguna circulación organizada junto al borde del líquido añadiendo algún tipo de trazador. En uno de esos ensayos inyecté una pequeña cantidad de colorante de cocina, introduciendo la aguja de una jeringa hipodérmica por debajo mismo del nivel del líquido. En otra, rocié la superficie de polvos de licopodio. No salía nada. Pero, tras dejar el tazón a la temperatura ambiente toda la noche, apareció el dibujo.

Ensayé con otros ingredientes. Ni las hojas de té, ni los granos de arena dieron resultado alguno. Diríase que el dibujo requiere, para formarse, que se deposite en el fondo un sedimento fino; las hojas de té y la arena son demasiado gruesas.

En un tazón lleno de la mezcla habitual para café turco, raspé el poso de uno de los costados; esperé el dibujo. Que no tardó mucho, aunque no en el mismo sitio que yo había limpiado. Esto me pareció un dato útil para interpretar la naturaleza del dibujo. Evidentemente, el sedimento había de encontrarse junto a la orilla del líquido. Lo que sea que origina el dibujo no transporta de manera apreciable el sedimento pared arriba ni hacia la orilla del líquido.

Preparé una mezcla de café turco y ginebra a la que añadí una pequeña cantidad de colorante de cocina rojo, que actuara de trazador. El alcohol lo agregué poco a poco, tras dejar enfriar el café un rato. En la parte alta de la pared surgieron pronto lágrimas, pero no se formaron bandas en el café.

Este ensayo, empero, me proporcionó una segunda pista sobre el origen de las bandas. Cada vez que una lágrima resbalaba pared abajo y penetraba en la bebida, abría una senda en el poso, inmediatamente debajo del punto por el que había entrado en el líquido. De ese modo las gotas no tardaron en producir una distribución de bandas semejante a las que había observado con sólo café. Ahora bien, el espaciado era unas diez veces más ancho y su aspecto



7. Formación de un dibujo en una película superficial

variaba mucho, pues los puntos por donde las gotas entraban en el líquido cambiaban.

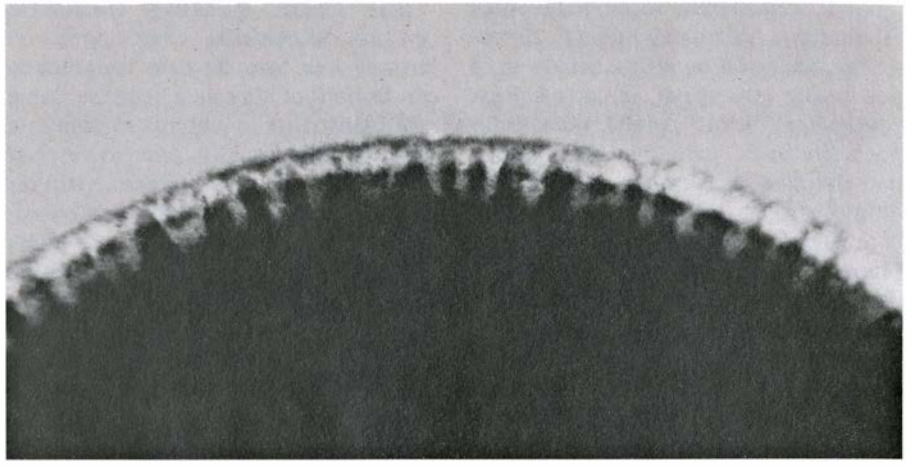
Quizá sea que, en un café turco normal, se organice un sistema de corrientes que genere esas bandas en el sedimento. En un líquido en evaporación natural, tal sistema puede venir inducido por dos mecanismos. (Por evaporación natural se entiende la que tiene lugar sin que la energía necesaria para ella proceda de una fuente calorífica supletoria, como un hornillo.) El líquido podría moverse en virtud de la variación de la tensión superficial, de un lugar a otro de su superficie; o podría moverse porque el situado a mayor altura adquiriera una densidad mayor que el situado más abajo. O sea, cuando se repiten las condiciones que alteran la tensión superficial y la densidad, a la vez que se regenera el líquido, se organiza un sistema de corrientes.

En una taza de café caliente se forman flujos circulatorios. Aquí ocurre que el líquido caliente del fondo asciende hacia la superficie, y se enfría por evaporación tras un corto paseo por encima de la misma. Se hunde luego hacia el fondo siguiendo líneas estrechas y tortuosas. Este ciclo prosigue hasta que el café se enfría y no logra ya mantenerlo. Aunque en el café caliente los flujos se forman y varían sin orden ni concierto, en determinadas circunstancias y en ciertos líquidos, adquieren unas formas ordenadas y hasta bellas.

En los líquidos, la evaporación natural origina flujos circulatorios porque el enfriamiento consiguiente acrecienta su tensión superficial y su densidad. El incremento de tensión superficial atrae entonces líquido nuevo, o bien el líquido más denso se hunde y es reemplazado por líquido nuevo. No es tarea fácil determinar cuál de estos mecanismos responde de un sistema circulatorio.

Según las investigaciones de J. C. Berg y Michael Boudart, de la Universidad de California en Berkeley, y Andreas Acrivos, de la Universidad de Stanford, publicadas en 1966, ningún mecanismo de esos actúa si no es con suficiente profundidad del líquido. Para el agua, la profundidad necesaria se cifra en un centímetro. Menos honda, no presenta ya sistemas circulatorios; a mayor profundidad pueden observarse los grandes flujos circulatorios que se organizan en el café caliente.

Otros líquidos estudiados por Berg, Boudart y Acrivos poseían sistemas circulatorios aun cuando fueran muy poco profundos. Sometieron a observación cada líquido, a la vez que aumentaban



8. Dibujo denticular en un poso de café visto a través de una cámara fotográfica

su profundidad. Vieron que en todos ellos, excluida el agua, la circulación aparecía a unos dos milímetros de profundidad. Los sistemas son "elementos circulatorios bidimensionales que recuerdan a los gusanos". Conforme la profundidad va dilatándose hasta un centímetro, los elementos aumentan de anchura y las líneas de líquido descendente se hacen más perceptibles. Para la profundidad de un centímetro, los elementos se parecen a los del café caliente; entonces, las zonas por donde el líquido sube hasta la superficie se tornan confusas.

¿Por qué se comporta el agua de manera tan peculiar? Porque pequeñísimas cantidades de contaminantes procedentes del aire, del recipiente y del propio experimentador extienden una capa monomolecular (o sea, una capa del grueso de una molécula) por encima de la superficie, impidiendo toda circulación producida por variaciones en la tensión superficial. Así, sólo puede desarrollarse la circulación inducida por las variaciones de densidad. Al parecer, una capa monomolecular de contaminadores estabiliza una profundidad de agua inferior a un centímetro.

Este descubrimiento me defraudó, pues implicaba la negación de flujo junto a la orilla poco profunda de un café turco en evaporación. Pese a ello, el poso de café revelaba una distribución tan regular que se hubiera dicho abierta a mano. Cierto que el café no era agua cristalina: contenía buenas cantidades de azúcar y materias grasas y había sido expuesto al aire durante horas. Su superficie estaría por supuesto cubierta de contaminantes en una capa de un grueso de una molécula por lo menos; en algunos puntos, hasta pude ver minúsculos charquitos aceitosos.

Al final, conseguí que todas las pistas encajaran. Las bandas necesitan de la evaporación, pues la contaminación impide que se formen por sólo variaciones en la tensión superficial. El dibujo se crea en el sedimento fino situado inmediatamente debajo del borde del líquido. Si este poso se encuentra excesivamente hundido con respecto al borde, nos quedamos sin dibujo. Este se forma únicamente en superficies de pendientes medias; nunca en la pared vertical de un vaso de laboratorio, ni en la suave inclinación de un cristal de reloj.

La contaminación de la superficie del café obstruye la evaporación natural del agua del tazón, pero quizá no pueda reducirla en la misma cuantía en los bordes del líquido. Cuando se evapora parte del agua de un área de líquido pegada a la orilla, el líquido restante queda más denso, pues crecen entonces las concentraciones de azúcar y materias grasas. Así, esa porción se hunde y, en su descenso, abre un surco en el poso. Mientras, otra porción de líquido emerge para sustituir a la anterior. Por depender de la evaporación, la circulación suele ser muy lenta. Parte de la corriente puede estar dirigida hacia la orilla a lo largo de un surco. Y, si la superficie no se halla estabilizada por la contaminación, se desarrollará parte de la corriente a lo largo de la superficie.

A medida que continúa la evaporación, se va expulsando poso de las bandas limpias. Parte de las bandas con sedimento intermedias pueden alargarse hacia el borde, merced a la suave circulación; pero esta corriente difusa no transporta lejos el sedimento. El azúcar refuerza el efecto, ya que contribuye a hacer más denso el líquido que deja la evaporación junto al borde. El dibujo

aparece únicamente sobre pendientes moderadas. Ante una pendiente abrupta, la circulación no abrirá surcos en el poso; ante otra suave, la capa líquida contigua al borde resulta demasiado poco profunda para que se organice una circulación. Supongo que, en este último caso, la capa de contaminantes se encuentra excesivamente cerca del sedimento y no admite corriente estabilizada alguna. Además, el descenso del líquido denso desde la orilla puede ser demasiado gradual para que se forme el dibujo.

Vayamos con un postrer experimento: agregué una cucharadita de leche a un café turco normal. La materia grasa de la bebida y la de la leche formaron una película sobre la superficie. A la vez que en el sedimento de la orilla se generaba una distribución en bandas, aquella película dibujaba una figura similar; la película suprayacente sobre las bandas de sedimento se extendía hasta el borde del líquido. Pero no había película en las zonas de la superficie situadas encima de las bandas limpias. Esta distribución parece ajustarse exactamente al sistema circulatorio que yo había previsto para el borde del café en evaporación.

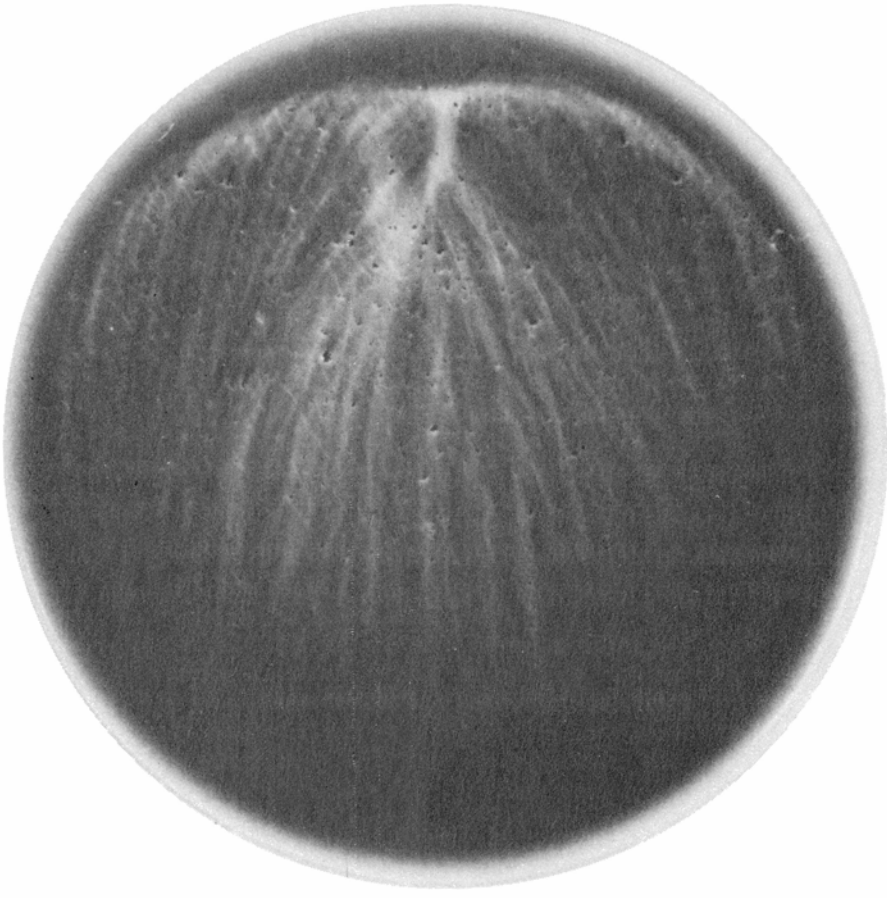
Este análisis podemos cimentarlo con otra observación. Cierta noche no terminé una taza de café instantáneo con leche (bebida que a veces se llama café blanco). A la mañana siguiente la superficie del líquido apareció veteada de un dibujo de rayas blancas. Otro dibujo de rayas radiales claramente definidas se veía en el líquido que había quedado en la cuchara que me había servido para removerlo. No parecía importar la profundidad del líquido, que era del orden de un centímetro en la taza y sólo de dos o tres milímetros en la cuchara.

Para estudiar esos dibujos, preparé otro café blanco. Lo distribuí entre varios cristales de reloj y una cuchara metálica. Espolvoreé uno de los cristales con polvos de licopodio. De vez en cuando, durante unas 10 horas, examiné las muestras, en especial junto a la orilla, para lo cual empleé una linterna y una lupa. Transcurridas varias horas de evaporación, aparecieron extensos dibujos a rayas blancas, pero no pude detectar movimiento organizado alguno en los polvos de licopodio. En uno de los cristales, lo allí dibujado representaba las venas de una hoja de árbol. En otro, un peine de líneas paralelas cruzaba toda la superficie de parte a parte. Uno de ellos presentaba algo parecido a una intumescencia, pues las rayas blancas se extendían hacia fuera a partir de un solo punto. Si alteraba, levemente y con sumo cuidado, alguno de los dibujos con la punta de la cuchara, se restablecía al cabo de una hora más o menos.

Junto a la orilla del líquido de uno de los cristales aparecieron dibujos a escala fina. Las líneas de leche seca, del grueso de un cabello, se disponían perpendiculares al borde. En el café poco profundo contenido en la cuchara se generó un conjunto de dibujos a pequeña escala del mismo tipo, en toda la orilla del líquido, hasta que la evaporación redujo la profundidad hasta menos de un milímetro. A veces las líneas radiales aparecían más destacadas en la cuchara, y más espaciadas. Evidentemente, el café no era de suyo necesario, pero me facilitaba la observación. En uno de los cristales, delgadas capas de leche presentaban el mismo tipo de dibujos a pequeña escala en toda la orilla del líquido.

Mi opinión es que ambos tipos de dibujos ponen de manifiesto los sistemas circulatorios que se organizan en el líquido en evaporación. Las mayores figuras que aparecen en las tazas de café se asemejan a los elementos vermiformes. Cuando el líquido fluye a través de la superficie para descender a continuación, en las líneas de descenso se reúnen partículas de leche, que se solidifican en ellas y señalan las trayectorias de descenso del café. Cabe la posibilidad de que favorezcan la estabilización de la ubicación de los elementos de circulación; si así no fuera, éstos no serían más estables que los del café caliente. Dichos elementos parecen acoplados mecánicamente a la suave circulación de aire que barre la superficie del líquido. Cuando un cuenco de café se expone al aire frío procedente de una ventana abierta, se generan los mismos dibujos de leche.

Los dibujos a pequeña escala adosados a la orilla se parecen a los creados en los sedimentos de café; acaso se deban al mismo sistema circulatorio. Tales líneas de leche, una vez asentadas, podrían estabilizar la circulación en todo el contorno de la orilla. Mientras el agua sigue evaporándose del líquido, las líneas blancas se solidifican en el receptáculo. Cuando el café blanco contenido en un cristal de reloj se ha evaporado por completo, podemos colocar el cristal a la luz solar y contemplar un bello dibujo de líneas radiales.



9. Aspecto de una circulación organizada en el café con leche

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

ARMAS INTELIGENTES EN LA GUERRA NAVAL

SHAPING THE GENERAL-PURPOSE NAVY OF THE EIGHTIES: ISSUES FOR FISCAL YEARS 1981-1985. Congressional Budget Office. U.S. Government Printing Office, 1980.

THE FALKLANDS CAMPAIGN: THE LESSONS. Secretary of State for Defence. Her Majesty's Stationery Office, 1982.

VIBRACIONES DEL NUCLEO ATOMICO

NUCLEAR VIBRATIONS. G. F. Bertsch en *Nature*, vol. 280, n.º 5724, páginas 639-644; 23 de agosto de 1979.

GIANT RESONANCES IN NUCLEI. J. Speth y A. van der Woude en *Reports on Progress in Physics*, vol. 44, 3.ª parte, págs. 719-786; 1981.

DAMPING OF NUCLEAR EXCITATIONS. G. F. Bertsch, P. F. Bortingnon y R. A. Broglia en *Reviews of Modern Physics*, vol. 55, n.º 1, págs. 287-314; enero, 1983.

MICROCUERPOS CELULARES

LOCALIZATION OF NINE GLYCOLYTIC ENZYMES IN A MICROBODY-LIKE ORGANELLE IN *TRYPANOSOMA BRUCEI*: THE GLYCOSOME. Fred R. Opperdoes y Piet Borst en *FEBS Letters*, vol. 80, n.º 2, págs. 360-364; agosto, 1977.

THE HYDROGENOSOME. Miklós Müller en *Symposia of the Society for General Microbiology*, vol. 30, páginas 127-142; 1980.

METABOLIC PATHWAYS IN PEROXISOMES AND GLYOXYSOMES. N. Edward Tolbert en *Annual Review of Biochemistry*, vol. 50, págs. 133-157; 1981.

PEROXISOMES AND GLYOXYSOMES. Dirigido por Helmut Kindl y Paul B. Lazarow en *Annals of the New York Academy of Sciences*, vol. 386, páginas 1-550; 1982.

AVANCES EN LA PRODUCCION PORCINA

SWINE PRODUCTION IN TEMPERATE AND TROPICAL ENVIRONMENTS. Wilson G. Pond y Jerome H. Maner. W. H. Freeman and Co., 1974.

SWINE PRODUCTION. Jake L. Krider y William E. Carroll. McGraw-Hill Book Company, 1975.

SILENT PARTNERS: FARMERS, THERI ANIMALS AND CONSUMERS. W. G. Pond. Lacuna Books, Interlaken, N.Y., 1978.

NUEVOS MATERIALES INORGANICOS

INORGANIC POLYMERS. N. H. Ray. Academic Press, 1978.

MAKING THE MOST OF MATERIALS: MATERIALS AND ENERGY CONSERVATION IN THE MATERIALS PROCESSING INDUSTRIES. Science Research Council, 1979.

FLEXURAL STRENGTH AND POROSITY OF CEMENTS. J. D. Birchall, A. J. Howard y K. Kendall en *Nature*, volumen 289, n.º 5792, págs. 388-389; 29 de enero de 1981.

FLEXIBLE INORGANIC FILMS AND COATINGS. D. G. H. Ballard y G. R. Rideal en *Journal of Materials Science*, vol. 18, n.º 2, págs. 545-561; febrero, 1983.

METODOS ESTADISTICOS INTENSIVOS POR ORDENADOR

MULTIVARIATE ANALYSIS. K. V. Mardia, J. T. Kent y J. M. Bibby. Academic Press, 1979.

COMPUTERS AND THE THEORY OF STATISTICS: THINKING THE UNTHINKABLE. Bradley Efron en *SIAM Review*, volumen 21, n.º 4, págs. 460-480; octubre, 1979.

BOOTSTRAPPING A REGRESSION EQUATION: SOME EMPIRICAL RESULTS. D. Freedman y S. Peters. Technical Report n.º 10, Departamento de estadística, Universidad de California en Berkeley, 1982.

THE JACKKNIFE, THE BOOTSTRAP AND OTHER RESAMPLING PLANS. Bradley Efron. SIAM Monograph n.º 38, Society for Industrial and Applied Mathematics, 1982.

THE VARIABILITY OF ACID RAINFALL. B. Eynon and P. Switzer. Technical Report n.º 58, Departamento de estadística, Universidad de Stanford, 1982.

SIMBIOSIS *RHIZOBIUM*-LEGUMINOSA

LA SYMBIOSE *RHIZOBIUM*-LEGUMINEUSES: ROLES RESPECTIFS DES PARTENAIRES. J. Derarié y G. Truchet, en *Physiologie végétale*, vol. 17, n.º 4, páginas 643-667; 1979.

LA FIJACIÓN BIOLÓGICA DE NITRÓGENO. IMPORTANCIA Y PERSPECTIVAS. J. Olivares, E. J. Bedmar y J. Casadesús, en *Anales de Edafología y Agrobiología*, 38, págs. 1457-1466; 1979.

CURRENT PERSPECTIVES IN NITROGEN FIXATION. A. A. Gibson y W. E. Newton. Australian Academy of Sciences, 1981.

ROOT NODULES OF LEGUMES: STRUCTURE AND FUNCTIONS. F. J. Bergersen. John Wiley and Sons; Nueva York, 1982.

BIOLOGICAL NITROGEN FIXATION: FUNDAMENTALS. J. R. Postgate, en *Phil. Trans. R. Soc.* 296; 1982.

MYCORRHIZAS AND THEIR SIGNIFICANCE IN NODULATING N-FIXING PLANTS. J. M. Barea y C. Azcón-Aguilar, en *Advances in Agronomy*. Dirigido por N. C. Brady. Academic Press, vol. 36 (1983) (en prensa).

MUERTE SUBITA DE ORIGEN CARDIACO: UN PROBLEMA TOPOLOGICO

SUDDEN CARDIAC DEATH-1978. Bernard Lown en *Circulation*, vol. 60, n.º 7, págs. 1593-1599; diciembre, 1979.

THE GEOMETRY OF BIOLOGICAL TIME. Arthur T. Winfree. Springer-Verlag, 1980.

COMPUTER SIMULATION OF ARRHYTHMIAS IN A NETWORK OF COUPLED EXCITABLE ELEMENTS. Frans J. L. van Capelle y Dirk Durrer en *Circulation Research*, vol. 47, n.º 3, págs. 454-466; septiembre, 1980.

FIBRILLATION AS A CONSEQUENCE OF PACEMAKER PHASE-RESETTING. A. T. Winfree en *Cardiac Rate and Rhythm*, dirigido por L. N. Bouman y H. J. Jongsma. Martinus Nijhoff, 1982.

TEMAS METAMAGICOS

TWO-PERSON GAME THEORY. Anatol Rapoport. University of Michigan Press, 1966.

THE EVOLUTION OF COOPERATION. Robert Axelrod y William D. Hamilton en *Science*, vol. 212, n.º 4489, págs. 1390-1396; 27 de marzo de 1981.

TALLER Y LABORATORIO

INTERFACIAL PHENOMENA. J. T. Davies y E. K. Rideal. Academic Press, 1963.

NATURAL CONVECTION IN POOLS OF EVAPORATING LIQUIDS. J. C. Berg, M. Boudart y Andreas Acrivos en *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 14, páginas 721-735; 1966.

Taller y laboratorio

Si sometemos a esfuerzo mecánico un objeto de plástico, entre dos filtros polarizadores, se colorea

Jearl Walker

La fractura de los materiales por sobreesfuerzo mecánico es algo tan frecuente como económicamente indeseable. Un procedimiento para prevenirla consiste en ensayar piezas de muestra aplicándoles unas tensiones mecánicas suficientes para destruirlas. Cuando una pieza igual se ponga en servicio, podrá hacerse de modo que las tensiones que sufra queden muy por debajo del valor de riesgo. Otro método, el fotoelasticimétrico, se basa en la experimentación con modelos de la pieza, hechos de plástico o material similar, a los que se somete a estudios ópticos que proporcionan una imagen directa de la distribución de tensiones en el seno de la misma.

Frank R. Seufert, de Cleveland, me ha mostrado algunos ejemplos de sus estudios fotoelásticos sobre modelos de objetos diversos. Cuando a él acude alguien interesado en un problema de este tipo, lo primero que hace es construir un modelo de la pieza en cuestión, en plástico Lexan o Tuffak, y de unos tres milímetros de espesor. Si el objeto es grande, el modelo lo reproduce a escala reducida. Lo monta en un bastidor de madera y ensaya el estado de tensiones del objeto real sometiéndolo a tensiones por medio de gomas y tornillos. Estos últimos, que son del tipo para metales, le sirven mejor porque pueden apretarse paulatinamente y se regulan con mayor facilidad.

Coloca luego el modelo delante de un filtro polarizador y lo ilumina con una luz que, procedente de una lámpara de 200 watt, atraviesa un difusor de vidrio esmerilado y después el filtro. Entre el modelo y una cámara de 35 milímetros (una réflex de objetivo simple) sitúa un largo parasol de objetivo hecho de cartón. Montado en la cámara hay un teleconvertidor, desprovisto de objetivos, que hace las veces de tubo telescópico para alejar el objetivo de la película; otro tipo de tubo serviría perfectamente. El dispositivo de Seufert incluye un teleobjetivo de 135 milímetros puesto a *f* 2.5, así como un segundo filtro polarizador y un filtro azul claro (del modelo 80A) montados en el objetivo. La cámara se mantiene inmóvil con ayuda de la pieza superior de un trípode sujeta a un bloque de contrachapado.

Para tomar una foto, Seufert orienta el primer filtro polarizador con su eje de polarización a 45 grados con la vertical. Luego coloca el modelo de plástico delante y enciende la lámpara. A la vez que mira a través de la cámara, rota el filtro polarizador situado delante del objetivo hasta que a la imagen del modelo se superpone una imagen, o más bien una figura, interpretable. Esto lo fotografía valiéndose de un disparador de cable que acciona asimismo un flash electrónico ubicado junto a la lámpara y cuya luz extra hace falta para que la foto salga bien.

La película que utiliza es Fuji para negativos en color de sensibilidad ASA 100 y de la que obtiene copias en positivo brillantes. En las fotos correspondientes aparecen unas líneas coloreadas que revelan las configuraciones de las tensiones en los modelos de plástico. Destacan las zonas sometidas a mayores esfuerzos y que son los lugares más vulnerables a la fractura.

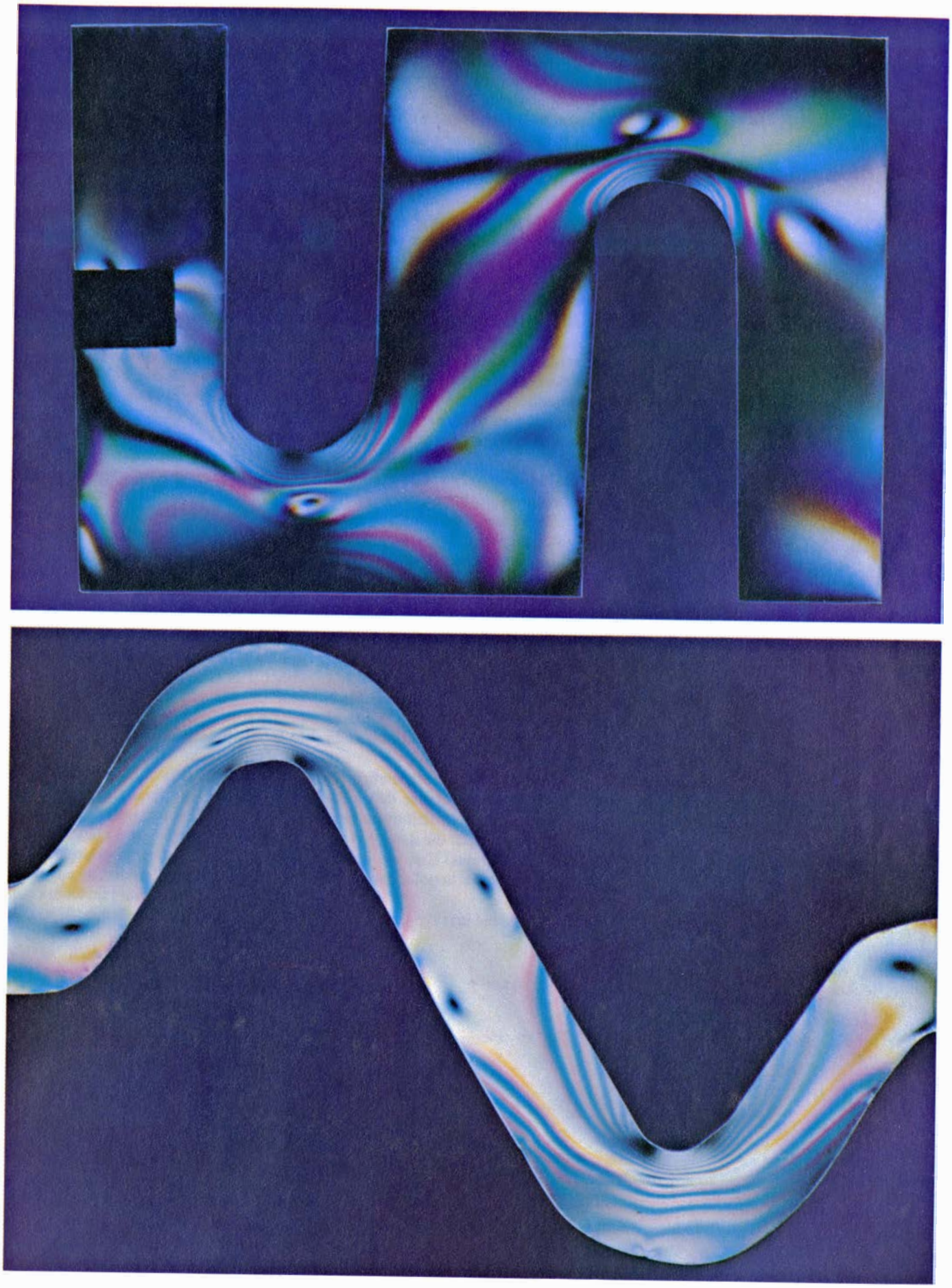
El primer filtro del montaje polariza la luz. Esta, al pasar por el plástico en estado de tensión, recoge información codificada acerca de ese estado. El segundo filtro polarizador (el montado en la cámara) hace visible dicha información para el observador. En la figura 3 se muestran las tensiones en un pequeño elemento delgado que forma parte de un modelo sometido a estudio fotoelástico. Sus bordes se hallan todos en estado de tensión perpendicular (que, en física, se llama tensión normal) a causa de las fuerzas de tracción que actúan perpendicularmente a cada uno de ellos. En los bordes se generan, además, tensiones cortantes, o tangenciales, pues el material de los lados opuestos del elemento tiende a deslizarse en sentidos contrarios.

Así es la naturaleza de las tensiones en un elemento elegido al azar. Esa imagen se simplifica si, en dicha zona, se busca un elemento orientado diferentemente. Este nuevo elemento presenta la particularidad de ser cuadrado y tener dos ejes, llamados ejes principales, de gran importancia. La ventaja de considerar un elemento orientado de ese modo reside en que los bordes no sufren tensiones tangenciales, sino sólo normales. Pues bien, lo que revela la fotografía de un modelo sometido a tensión iluminado con luz polarizada es la orientación de los ejes principales.

Para comprender la interacción entre la luz polarizada y las tensiones principales en el plástico es necesario conocer la naturaleza de la luz polarizada. Según la física clásica, la luz es una onda compuesta de campos eléctricos y magnéticos oscilantes. Se trata de una onda peculiar en cuya propagación no participa soporte material alguno. Las ondas acuáticas están en mejor acuerdo con nuestra intuición, pues en ellas interviene la oscilación de la superficie del agua: hay algo material que participa. En la concepción ondulatoria de la luz, empero, las oscilaciones corren a cargo de campos eléctricos y magnéticos inmateriales.

Son las componentes eléctricas las que definen la polarización de la luz. Fijémonos en la figura 4, donde se representa el campo eléctrico en un punto que vamos a examinar mediante un vector (de módulo, dirección y sentido dados) aplicado a dicho punto. Estas ideas son muy útiles cuando se considera cómo puede comportarse una partícula cargada que se sitúe en ese punto. Y también para adquirir una imagen mental de la luz.

Podemos considerar la ilustración cual instantánea de una onda luminosa. Superpuestos al rayo, que indica la di-



1. Dos de los modelos en plástico de Frank R. Seufert sometidos a compresión

rección de propagación, se distinguen algunos vectores eléctricos asignados a distintos puntos del rayo. Vamos a centrar nuestra atención en uno de éstos y a observar cuidadosamente qué sucede. En ese punto, en la primera instantánea, el vector eléctrico es largo y apunta hacia arriba; cualquier partícula positiva que se encontrara en él "se sentiría" intensamente atraída hacia arriba.

Después de nuestra primera instantánea, la luz sigue propagándose hacia la derecha; el campo eléctrico en nuestro punto varía con gran rapidez, literalmente a la velocidad de la luz. Esto lo revela una nueva instantánea, en la que el vector eléctrico en el punto considerado señala ahora hacia abajo. Este vector no es uno de los más largos de la ilustración, ni es ahora tan largo como lo será inmediatamente después de la instantánea. Una partícula positiva que se hallara en el punto en cuestión "sentiría" sobre sí una fuerza descendente de intensidad moderada.

A la par que la luz pasa "vertiginosamente" por el punto, los vectores eléctricos oscilan en dirección y magnitud. Sin embargo, no hay que dejarse engañar por la representación. No hay tales vectores. Ni cada rayo tiene vectores que sobresalgan de él cual espinas del tallo de una rosa. Los vectores eléctricos son sólo minúculos retazos de imaginación prendidos de una recta a la que llamamos rayo.

Pero, por muy ficticios que sean, los vectores eléctricos se convierten poco menos que en imprescindibles para describir la polarización de la luz. En nuestras dos instantáneas, los vectores quedan en el plano de la página. Sin embargo, los vectores de la luz emitida por las fuentes más comunes no están tan restringidos en lo que respecta a su dirección. Necesariamente perpendiculares a un rayo, pueden apuntar, sin embargo, en cualquier dirección de un plano normal al rayo. De esta luz se dice que no está polarizada.

Cuando la luz atraviesa un filtro polarizador, la oscilación de sus vectores queda estrictamente limitada a un solo eje. De esta luz se dice que esta polarizada linealmente. (Hay quien la califica de luz polarizada en un plano.) Si luz no polarizada procedente de una bombilla eléctrica incide en un filtro, la luz que salga de éste tendrá sus vectores eléctricos confinados en un eje único contenido en un plano perpendicular al rayo. La dirección de polarización es la orientación de ese eje; si éste es vertical, se dice que la luz está polarizada verticalmente.

Los filtros polarizadores actúan por eliminación. El filtro contiene cadenas moleculares que podemos imaginar cual absorbentes paralelos de gran longitud. Cuando la luz llega a ellos, se eliminan los vectores eléctricos que oscilan paralelamente a los mismos; los perpendiculares los atraviesan.

Por ejemplo, si las moléculas largas del filtro están tendidas horizontalmente (paralelamente al eje x), desaparecerán las componentes horizontales de los vectores. En la figura 5 se representa abreviadamente la luz no polarizada mediante dos vectores dobles: el filtro suprime el horizontal y deja pasar el vertical. El resultado es luz polarizada verticalmente.

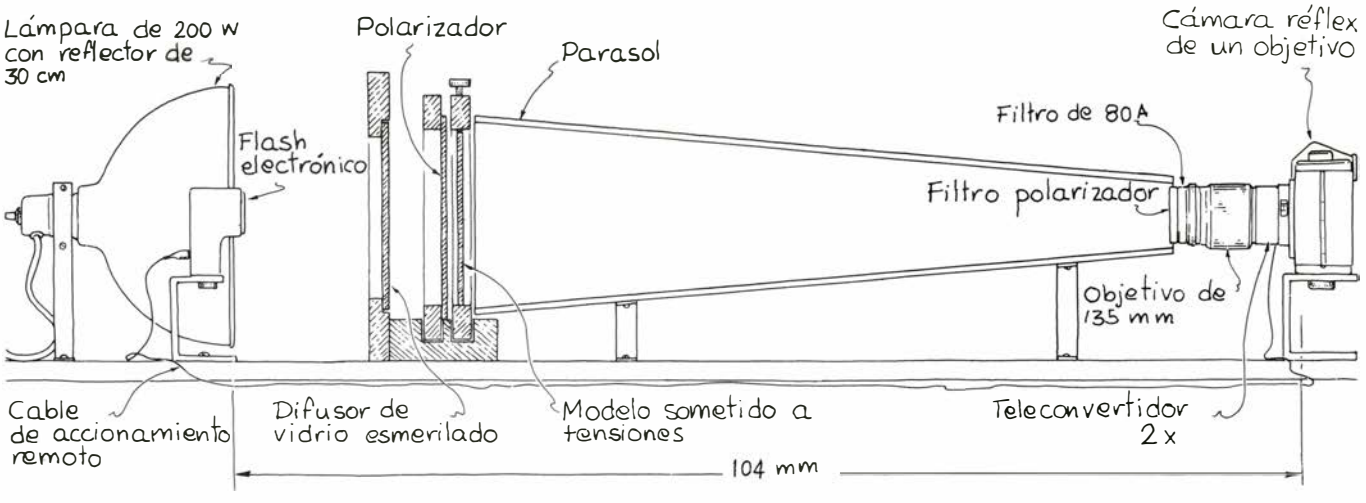
De ordinario no se especifica la orientación de las moléculas de un filtro, sino que a éste se le atribuye un eje de polarización perpendicular a la longitud de las moléculas. Este eje imaginario corre paralelo a la polarización de la luz saliente.

Supongamos que un rayo de luz polarizada verticalmente encuentra en su camino un segundo filtro polarizador. ¿Lo atravesará? Ello depende del eje de polarización del filtro. Si éste es vertical, será paralelo a la polarización de la luz incidente y pasará toda. Pero si es horizontal, no pasará luz alguna.

Cuando la luz, que se desplaza en el aire con una celeridad de 3×10^8 metros por segundo, penetra en un medio transparente cualquiera, disminuye su velocidad efectiva. Ello se debe a que la luz interactúa con las moléculas que encuentra en su trayecto, de tal modo que, a cada encuentro con una molécula, la luz es absorbida, para reemitirse tras una breve demora. Entre moléculas su velocidad es de 3×10^8 metros por segundo, igual que en el vacío. Pero como sufre retrasos intermitentes, para propagarse en el seno del material necesita más tiempo que para propagarse la misma distancia en el vacío. Decimos así que la luz se propaga más lentamente en los medios materiales.

Este hecho fue objeto de medición indirecta mucho antes de que se supiera nada acerca de las moléculas. Con el propósito de tabular el efecto, se asignó un número llamado índice de refracción a cada sustancia transparente. Un vidrio de índice de refracción 1,6 transmite la luz más lentamente que otro de índice 1,5. (En ambos casos, el tiempo real de transmisión es tan increíblemente corto que la diferencia carece de toda importancia en lo que atañe a nuestra vida cotidiana.)

En 1816, David Brewster descubrió cómo valerse del índice de refracción para estudiar las tensiones en los medios transparentes. Al someter a tensión una hoja de vidrio iluminada, con luz polarizada linealmente, se encontró con que se producía una variación en el índice de refracción de la luz. Y lo que



2. Montaje experimental de Seufert

era más, el índice dependía entonces del tipo de polarización de la luz.

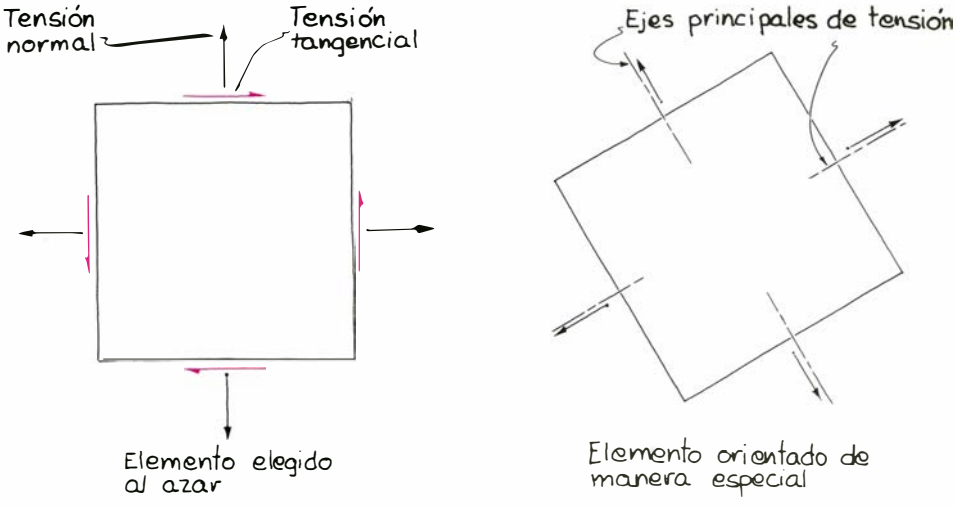
Para seguir los experimentos de Brewster, imaginemos una hoja de vidrio vertical uniformemente comprimida por fuerzas aplicadas en la parte superior y en la inferior, de modo que los ejes principales sean uno vertical y el otro horizontal. Cuando la luz que ilumina el vidrio esté polarizada verticalmente, el índice de refracción que encuentre será menor y viajará a mayor velocidad que si estuviera polarizada horizontalmente. Pero si el vidrio está sometido a tracción (tensado por fuerzas que actúan por arriba y por abajo), acontece lo contrario. Las sustancias de este tipo, o sea, con una velocidad de transmisión dependiente de la polarización de la luz, se llaman birrefrigentes, o doblemente refractantes.

¿De qué modo la birrefringencia puede facilitar el estudio de un estado de tensiones? Nos lo desentraña un ejemplo sencillo. Imaginemos una lámina de plástico vertical, comprimida de modo que los ejes principales sean uno vertical y el otro horizontal. La manera en que la luz polarizada interactúe con nuestro plástico sometido a tensión dependerá de si su polarización está inicialmente en paralelismo con alguno de aquellos ejes. Este paralelismo podemos crearlo iluminando el plástico a través de un filtro polarizador con el eje vertical. En el lado contrario pondremos otro filtro polarizador con el eje horizontal. El primer filtro se llama polarizador; analizador, el segundo. De ambos se dice que están cruzados.

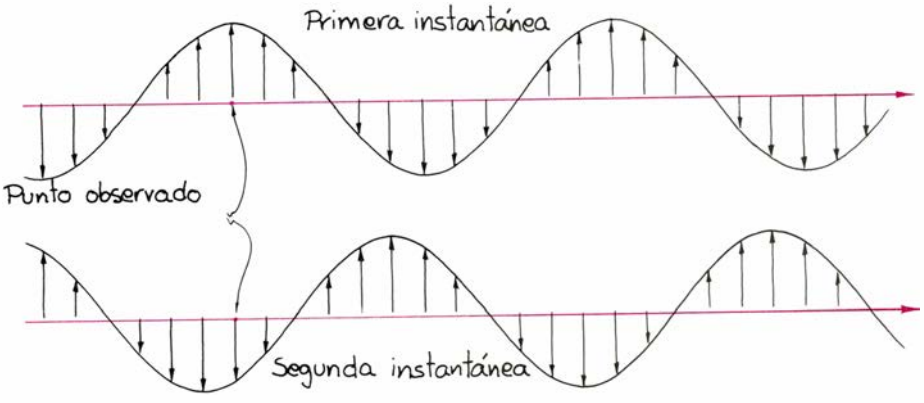
La luz atravesará la lámina de plástico a la velocidad que permita el estado de tensiones. La luz que salga del material seguirá polarizada verticalmente y, por tanto, será detenida por el analizador. Un observador que mire por éste verá oscuridad. En este montaje, desaparece la transmisión siempre que se ilumina el plástico con luz polarizada paralelamente a uno de los ejes principales.

Rotemos ahora los dos filtros 45 grados en el mismo sentido. En este caso, la lámina de plástico recibirá luz polarizada a 45 grados con respecto a la vertical. Más exigente es el recorrido de la luz en el seno de la lámina: debemos considerar la polarización en sus dos componentes paralelas a los ejes principales. Estas dos componentes se propagan en el plástico a celeridades diferentes, pues los índices de refracción según los dos ejes difieren.

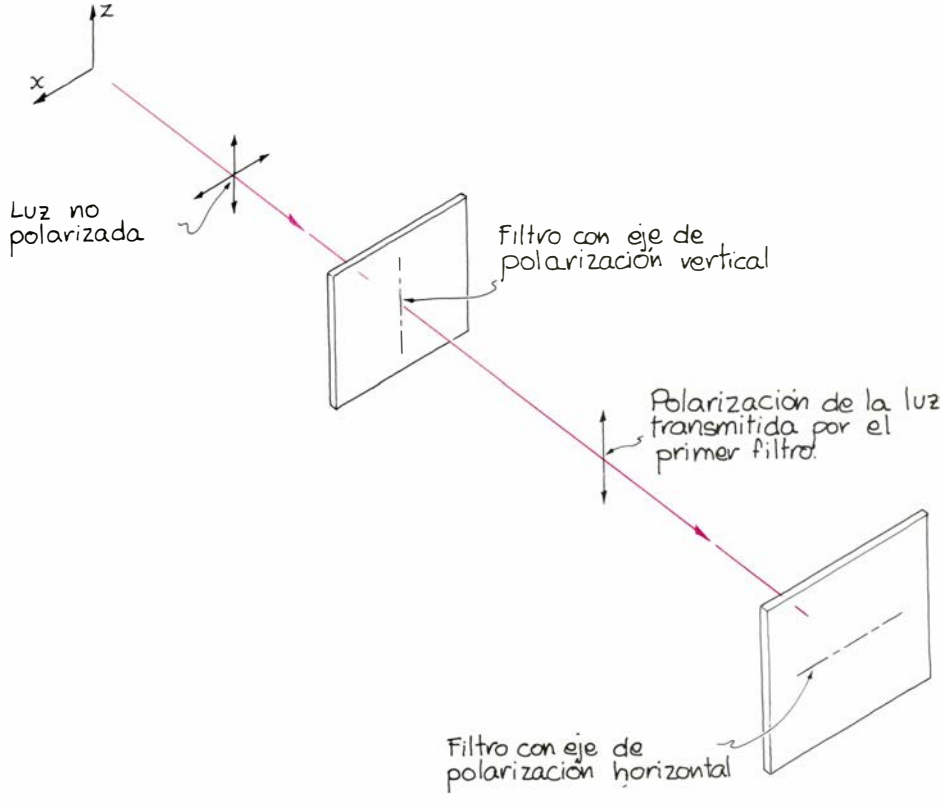
Cuando las componentes emergen del plástico se recombinan. Cabe en-



3. Tensiones perpendicular y tangencial en un elemento



4. "Instantáneas" de los vectores eléctricos de un rayo de luz

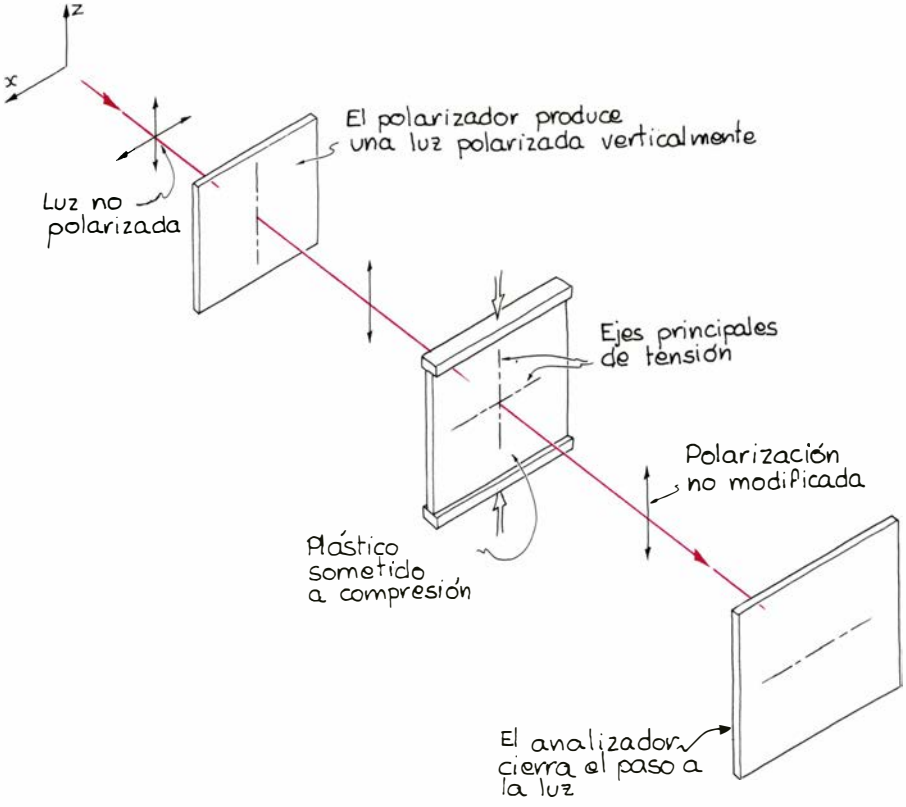


5. Obstrucción del paso de la luz con filtros polarizadores cruzados

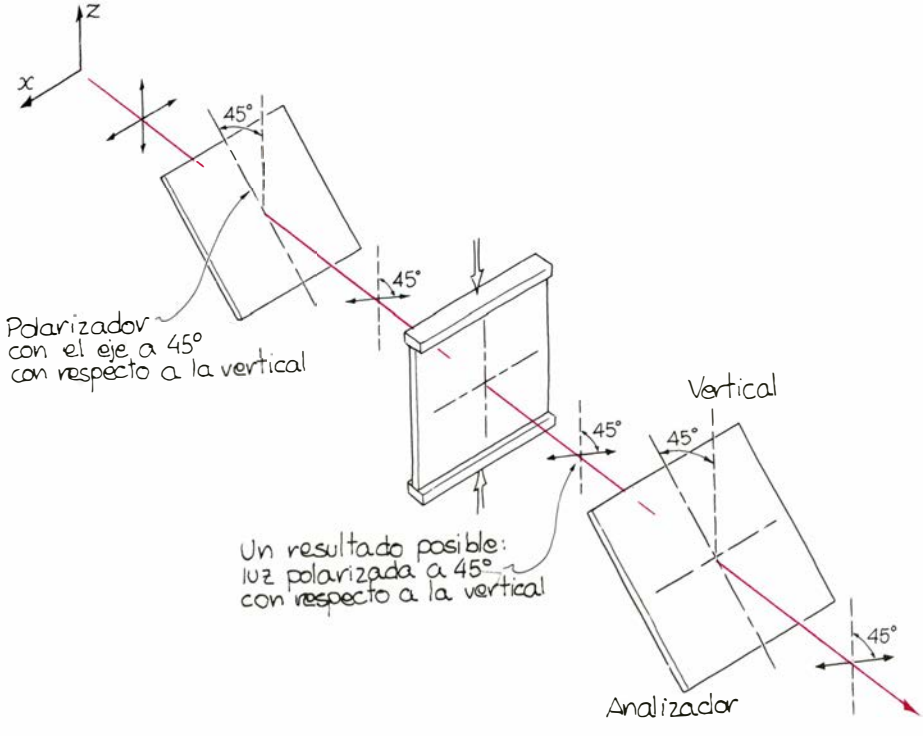
tonces la posibilidad de que la luz quede polarizada en otra dirección. Que ahora la luz atraviese o no el analizador dependerá del modo en que haya variado la polarización.

Para determinar esa variación hemos de examinar de qué forma el plástico altera la longitud de onda de la luz. Para simplificar, supongamos que la luz sea monocromática, vale decir, compuesta de una única longitud de onda. Cuando esta luz pasa del aire a un medio transparente, su longitud de onda se acorta; tanto más cuanto mayor sea el índice de refracción del medio.

Como el plástico sometido a tensión tiene un índice de refracción distinto según cada eje principal, el grado de reducción de la longitud de onda dependerá de la polarización de la luz. Si ésta es vertical, la longitud de onda queda dividida por el índice de refracción asociado al eje vertical; si es horizontal, queda dividida por el índice asociado al eje horizontal. Pero si la polarización está comprendida entre ambos ejes, hemos de considerar las dos componentes. Entonces, la componente vertical se acortará en una cuantía y la horizontal en una cuantía diferente.



6. Alineamiento de la polarización con un eje de tensión principal



7. Una de las posibilidades con polarización inclinada

Dado que las dos componentes atraviesan el plástico con longitudes de onda distintas, oscilará cada una un número de veces diferente. Por ejemplo, la componente polarizada paralelamente al eje principal vertical podría oscilar 1000 veces (longitudes de onda); la otra componente, al tener una longitud de onda más corta, podría oscilar una vez más, con un total de 1001 oscilaciones. O sea, las dos componentes inician su recorrido exactamente en fase y lo terminan también en fase, aunque una de ellas haya oscilado una vez más.

Entonces, al recombinar matemáticamente las dos componentes a su salida del plástico, encontraríamos que los vectores eléctricos de la luz oscilarían exactamente igual que antes de penetrar en él. La polarización está inclinada 45 grados con respecto a la vertical. Y, como los filtros polarizadores están cruzados, el analizador impide el paso de la luz que llega a él.

Pero si una de las componentes diera una semioscilación más, la recombinación produciría una polarización girada 90 grados. Esta nueva polarización sería paralela al eje de polarización del analizador y, así, la luz lo atravesaría.

Cabe, asimismo, cualquier otra situación intermedia; pero entonces se hace más difícil imaginar el resultado de la recombinación, pues la asociación de las componentes no da ya una luz polarizada linealmente. En este caso la polarización gira continuamente en torno al rayo, de tal modo que el vector eléctrico da una vuelta de arriba abajo, y luego al revés. De la luz con polarización rotatoria se dice que está polarizada elípticamente. (En el caso particular en que la longitud máxima del vector permanezca constante durante la rotación, se habla de una luz polarizada circularmente.) El analizador transmite en parte la luz polarizada elípticamente, dejando pasar la componente paralela a su eje de polarización y cerrando el paso a la otra.

La consecuencia de todo este análisis

8. Estudio de isoclinas

es que lo que un observador vea a través del analizador dependerá del ángulo que formen la polarización de la luz y uno de los ejes principales del estado de tensión del plástico. El paralelismo entre ambos da oscuridad en el analizador. Aunque no haya paralelismo, si la luz que sale del plástico es de igual polarización, el analizador tampoco la dejará pasar. En cualquier otro caso, conseguirá pasar al menos una parte de la luz.

Nuestro ejemplo se distingue por su sencillez: la tensión es uniforme y los ejes principales son uno vertical y otro horizontal en todos los puntos de la lámina de plástico. Si ésta estuviera sometida a tensiones variables de un punto a otro, la orientación de los ejes variaría de un punto a otro. El objeto de la fotoelasticidad es descubrir esa orientación, para intentar localizar así las zonas del modelo susceptibles de romperse bajo el estado de tensión. Cuando al plástico se aplica una distribución de tensiones complicada y desconocida, el modelo, visto por el analizador, presenta una configuración de líneas oscuras y claras superpuestas, llamadas franjas.

La franja oscura señala los puntos del interior del plástico de los que emerge una luz polarizada exactamente del modo que imposibilita su paso a través del analizador. La razón de ello estriba en que la luz que pasa por uno de tales puntos está polarizada paralelamente a uno de los ejes principales, o bien que tiene dos componentes (paralela cada una a los ejes principales en ese punto) que, al recombinarse, dan una luz con la misma polarización que tenía al penetrar en el plástico. En ambos casos, el analizador no la deja pasar.

La mayoría de las franjas oscuras se deben habitualmente a la primera causa. Esas franjas reciben el nombre de isoclinas. La distribución y configuración de las isoclinas revela la orientación de los ejes principales en el seno del plástico.

Si queremos representar gráficamente los ejes principales, fotografiaremos el plástico a través del analizador para una orientación particular de los dos filtros polarizadores. Supongamos que el eje del primero esté vertical y que el del segundo sea horizontal. Se ilumina el plástico con luz polarizada verticalmente. Así, los isoclinas que salgan en la foto señalarán los puntos del plástico que se distinguen por tener uno de los ejes principales vertical. (Como los ejes principales son perpendiculares entre sí, el otro eje será horizontal.) La configuración de la foto se calca en papel y se dibujan los ejes principales sobre varios puntos de las isoclinas.

Luego se rotan los filtros 10 grados, por ejemplo, y se toma otra foto. Las isoclinas señalarán los puntos uno de cuyos ejes principales esté inclinado 10 grados con respecto a la vertical. Esas isoclinas se añaden al calco, y se trazan los ejes principales en unos cuantos puntos. Tras algunas fotos más, el calco revelará la orientación de los ejes en numerosos puntos del plástico.

Seguidamente, sobre el dibujo se trazan líneas que enlacen puntos de igual tensión. Por ejemplo, partiendo de un punto puede tirarse una línea que conecte un eje principal con otro eje principal correspondiente a un punto vecino. Aunque aquí sea inevitable trabajar un poco a ojo de buen cubero, se obtendrá un mapa aproximado de las líneas de tensión principal.

Las franjas resultantes de una recombinación se llaman isocromas. Por lo general aparecen ocultas por las isoclinas, pero pueden aprovecharse para asignar valores a las tensiones principales reveladas por las isoclinas. Para hacer uso de ellas, deben primero eliminarse las isoclinas.

A tal fin, colocaremos dos filtros adicionales, llamados placas de cuarto de onda, en el trayecto de la luz. Una de las placas se intercala entre el primer polarizador y el plástico, y la otra entre éste y el analizador. La función de una placa de cuarto de onda consiste en transformar luz polarizada linealmente en luz polarizada circularmente.

Estas placas actúan de manera algo similar al plástico sometido a estudio. Son birrefringentes, es decir, poseen dos ejes ortogonales (el "rápido" y el "lento") que dejan pasar la luz a celeridades distintas. Supongamos que el primer polarizador deje pasar la luz polarizada verticalmente. La primera placa de cuarto de onda se ajusta con su eje rápido inclinado 45 grados con respecto a la vertical. La luz que llega a ella tiene componentes según el eje rápido y según el lento. Ambas componentes, al atravesar la placa, oscilan un número de veces diferente cada una. Y de esta diferencia depende la polarización de la luz que salga de la placa. Entonces, como las placas se diseñan para que una componente realice un cuarto de oscilación más que la otra (de ahí su nombre de placa de cuarto de onda), la luz emergente estará polarizada circularmente.

La segunda placa de cuarto de onda se instala con su eje rápido perpendicular al de la primera. La misión de esta segunda placa es sustraer la diferencia de un cuarto de longitud de onda comunicada a las componentes por la primera. Aquí podría parecer que la cosa no merecía la pena; sin embargo, todo ello nos servirá para lograr nuestro propósito. Cuando la luz polarizada circularmente atraviesa el plástico tensado, la polarización no puede ser rigurosamen-

te paralela a un eje principal. Por tanto, desaparecerán las isoclinas nacidas de ese paralelismo, y lo que se recibe a través del analizador será una configuración de isocromas.

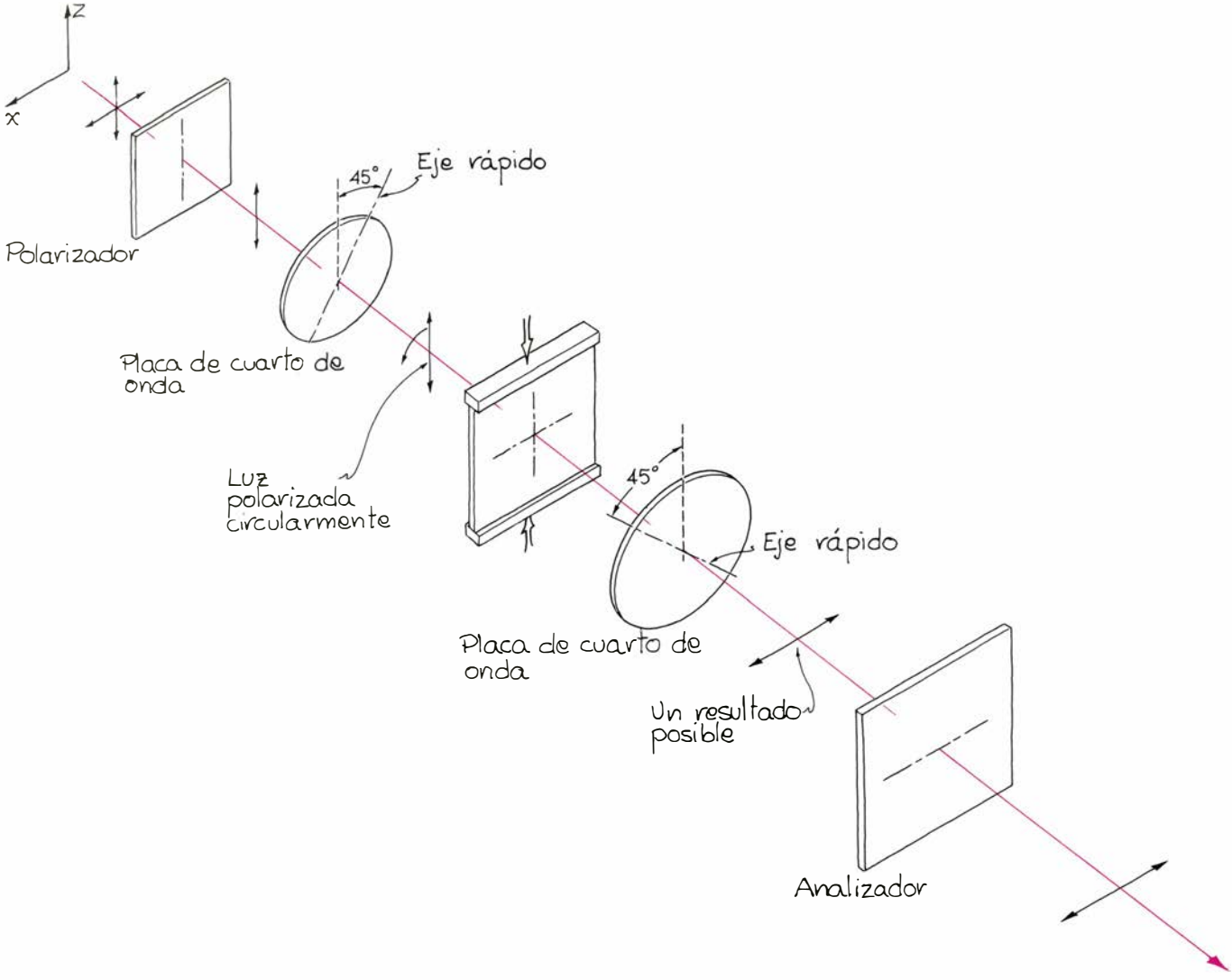
Esta configuración ofrece la ventaja de que sus franjas están en relación con la intensidad de las tensiones en el plástico. En cualquier punto dado del plástico, lo que determina la polarización de la luz es la diferencia entre las tensiones principales; esa diferencia determina si un punto acaba formando parte de una franja oscura o una clara. En principio, los valores de la tensión en cualquier punto del plástico pueden calcularse examinando las isocromas.

Como la configuración de isocromas depende del acortamiento de las longitudes de onda de las dos componentes luminosas que se transmitan a través de cualquier punto del plástico, tal configuración tendrá que ver con la longitud de onda de la luz que ilumine al plástico. Si ésta es blanca, cada color creará su propia configuración. Acontece que, en un punto del plástico, algún color quizá parta con la misma polarización que a su entrada; el analizador eliminará el color. La polarización de los otros colores que pasen por ese punto varía un poco y, por ello, serán parcialmente transmitidos por el analizador. Entonces, el observador no verá el punto del plástico ni blanco ni negro, sino de un color. Y la composición de los puntos que generen los mismos colores formará una configuración de isocromas coloreadas.

Resulta difícil predecir qué color verá el observador en un punto concreto. Depende del modo en que la polarización altera los distintos colores. Depende también de la sensibilidad del observador y de la respuesta al color de la película en cada cámara. La predicción se complica aún más cuando aumenta la diferencia entre las tensiones en un punto del plástico. Con unas diferencias bastante elevadas, los colores comienzan a difuminarse en un fondo blanco.

Las fotos de Seufert provienen de experimentos en los que la luz lanzada a través del plástico sometido a tensión está polarizada linealmente. En ellas aparecen tanto las isoclinas (que son únicamente claras y oscuras) como las isocromas (que dependen del color).

Las dos fotografías de la figura 1 muestran modelos de plástico con concentraciones de tensiones en sus zonas cóncavas, donde las isocromas se agolpan más, indicando que las diferencias entre las tensiones varían considerablemente en esos puntos. Como los modelos están sometidos a compresión por fuerzas que actúan a la derecha y a la izquierda, las zonas cóncavas están comprimidas. En la foto superior, la zona convexa sufre tracción. La distribución de color más uniforme de las porciones rectas indica que la distribución de tensiones es más uniforme en ellas que en las porciones curvas.



9. Cómo eliminar las isoclinas para ver las isocromas

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

MICROORGANISMOS PLANCTONICOS FOSILES

THE OLDEST FOSSILS. E. S. Barghoorn en *Scientific American,* vol. 224, n.º 5, págs. 30-42; 1971.

LA EVOLUCIÓN DE LAS CÉLULAS PRIMITIVAS. William J. Schopf en *Investigación y Ciencia,* n.º 26, págs. 58-75; noviembre, 1978.

SYMBIOSIS IN CELL EVOLUTION. Lynn Margulis. W. H. Freeman and Company; 1981.

ASPECTS OF PROBLEMATIC ACID-RESISTANT, ORGANIC-WALLED MICROFOSSILS (ACRITARCHS) IN THE UPPER PROTEROZOIC OF THE NORTH ATLANTIC REGION. G. Vidal en *Precambrian Research* vol. 15, págs. 9-23; 1981.

UN VECTOR PARA INTRODUCIR GENES EN VEGETALES

PLASMIDS SPECIFYING PLANT HYPERPLASIAS. Eugene W. Nester y Tsune Kosuge en *Annual Review of Microbiology,* vol. 35, págs. 531-565; 1981.

MOLECULAR BIOLOGY OF PLANT TUMORS. Dirigido por G. Kahl y J. S. Schell. Academic Press, 1982.

T-DNA OF THE AGROBACTERIUM TI AND RI PLASMIDS. Michael Webster Bevan y Mary-Dell Chilton en *Annual Review of Genetics,* vol. 16, págs. 357-384; 1982.

PROSPECTS IN PLANT GENETIC ENGINEERING. Kenneth A. Barton y Winston J. Brill en *Science,* vol. 219, n.º 4584; páginas 671-676; 11 de febrero de 1983.

CALDERAS VOLCANICAS GIGANTES

RESURGENT CAULDRONS. Robert L. Smith y Roy A. Bailey en *The Geological Society of America: Memoir 116,* páginas 613-622; 1968.

THEORETICAL MODELING OF THE GENERATION, MOVEMENT, AND EMPLACEMENT OF PYROCLASTIC FLOWS BY COLUMN COLLAPSE. R. S. J. Sparks, L. Wilson y G. Hulme en *Journal of Geophysical Research,* volumen 83, número B4, páginas 1727-1739; 10 de abril de 1978.

EL PARQUE DE YELLOWSTONE, VENTANA AL INTERIOR DE LA TIERRA. Robert B. Smith y Robert L. Christiansen en *Investigación y Ciencia,* n.º 43, páginas 68-79; abril, 1980.

EL HOMBRE DE PEKIN

ON A LOWER MOLAR HOMINID TOOTH FROM THE CHOUKOUTIEN DEPOSIT. Davidson Black en *Palaentologia Sinica,* Series D, vol. 7, fascículo 1, págs. 1-28; 1927.

ON AN ADOLESCENT SKULL OF *SINANTHROPUS PEKINENSIS* IN COMPARISON WITH AN ADULT SKULL OF THE SAME SPECIES AND WITH OTHER HOMINID SKULLS, RECENT AND FOSSIL. Davidson Black en *Palaeontologia Sinica,* Series D, vol. 7, fascículo 2, págs. 1-144; 1927.

NOTICE OF THE DISCOVERY OF QUARTZ AND OTHER STONE ARTIFACTS IN THE LOWER PLEISTOCENE HOMINID-BEARING SEDIMENTS OF THE CHOUKOUTIEN CAVE DEPOSIT. Pei W. C. en *Boletín de la Sociedad Geológica China,* vol. 11, n.º 2, págs. 109-139; diciembre, 1931.

THE *SINANTHROPUS* POPULATION OF CHOU KOU TIEN. Franz Weidenreich en *Boletín de la Sociedad Geológica China,* vol. 14, n.º 4, págs. 427-461; 1935.

THE CAVE HOME OF PEKING MAN. Chia Lan-po. Foreign Language Press, 1975.

MATERIA OSCURA EN GALAXIAS ESPIRALES

DYNAMIC EVIDENCE ON MASSIVE CORONAS OF GALAXIES. Jaan Einasto, Ants Kaasik y Enn Saar en *Nature,* vol. 250 n.º 5464, págs. 309-310; 1974.

MASSES AND MASS-TO-LIGHT RATIOS OF GALAXIES. S. M. Faber y J. S. Galagher en *Annual Review of Astronomy and Astrophysics,* vol. 17, páginas 135-187; 1979.

THE LARGE-SCALE STRUCTURE OF THE UNIVERSE. J. P. E. Peebles. Princeton Univesity Press, 1980.

ECOLOGIA FISIOLOGICA DE BALLENAS Y DELFINES

PHYSIOLOGY OF A SMALL CETACEAN. J. Kanwisher y G. Sundnes en *Hvålradets Skrifter,* n.º 48, págs. 45-53; 1965.

THERMAL REGULATION IN CETACEANS. John Kanwisher y Gunnar Sundnes en *Whales, Dolphins and Porpoises,* dirigido por Kenneth S. Norris. University of California Press, 1966.

RESPIRATION AND DEEP DIVING IN THE BOTTLENOSE PORPOISE. Sam H. Ridgway, B. L. Scronce y John Kanwisher en *Science,* vol. 166, n.º 3913, págs. 1651-1654; 26 de diciembre de 1969.

DOLPHIN LUNG COLLAPSE AND INTRAMUSCULAR CIRCULATION DURING FREE DIVING: EVIDENCE FROM NITROGEN WASHOUT. Sam H. Ridgway y Red Howard en *Science,* vol. 206, n.º 4423, págs. 1182-1183; 7 de diciembre de 1979.

FREE AND FORCED DIVING IN BIRDS. John W. Kanwisher, Geir Gabrielsen y Nancy Kanwisher en *Science,* vol. 211, n.º 4483, págs. 717-719; 1981.

GEORG CANTOR Y LA TEORIA DE CONJUNTOS TRANSFINITOS

WHAT IS CANTOR'S CONTINUUM PROBLEM? Kurt Gödel en *Philosophy of Mathematics: Selected Readings,* dirigido por Paul Benacerraf y Hilary Putnam. Prentice-Hall, Inc., 1964.

PROBLEME DES UNENDLICHEN: WERK UND LEBEN GEORG CANTORS. Herbert Meschkowski. Vieweg, Braunschweig, 1967.

TOWARDS A BIOGRAPHY OF GEORG CANTOR. I. Grattan-Guinness en *Annals of Science,* vol. 27, n.º 4, págs. 345-391; diciembre, 1971.

GEORG CANTOR: HIS MATHEMATICS AND PHILOSOPHY OF THE INFINITE. Joseph Warren Dauben. Harvard University Press, 1979.

LA CREMALLERA

THE INVENTION AND INTRODUCTION OF THE ZIPPER. P. J. Federico en *Journal of the Patent Office Society,* vol. 28, n.º 12, págs. 855-876; diciembre, 1946.

THE SLIDE FASTENER INDUSTRY IN 1950: A REPORT FOR SLIDE FASTENER ASSOCIATION, INC. Preparado por la Business Information Division, Marketing Services Company. Dun and Bradstreet, Inc., 1951.

TALON, INC.: A ROMANCE OF ACHIEVEMENT. James Gray. Meadville Printcraft Corp., 1963.

TEMAS METAMAGICOS

ESCAPE FROM PARADOX. Anatol Rapoport en *Scientific American,* vol. 217, n.º 1, págs. 50-56; julio, 1967.

NEWCOMB'S PROBLEMA AND THE PRISONER'S DILEMMA. Steven J. Brams en *The Journal of Conflict Resolution,* vol. 19, n.º 4, págs. 596-612; diciembre, 1975.

THE PRISONERS OF INSECURITY. Bruce Russett. W. H. Freeman and Co., 1983.

TALLER Y LABORATORIO

PHOTOELASTICITY: PRINCIPLES & METHODS. H. T. Jessop y F. C. Harris. Dover Publications, inc., 1960.

POLARIZED LIGHT. William A. Shurcliff y Stanley S. Ballard. D. Van Nostrand Company, Inc., 1964.

PHOTO-ELASTIC ANALYSIS. A. W. Hendry. Pergamon Press, 1966.

Taller y laboratorio

Mecánica de las carambolas corridas, los retrocesos y massés (en juegos de billar)

Jearl Walker

El billar, en todas sus variantes, rezuma física por sus cuatro costados. Las bolas chocan entre sí y con las bandas cual moléculas de un gas encerrado en una suerte de recinto bidimensional. Pero la física penetra en el juego de un modo más sutil. El jugador experto sabe comunicar un giro interno a la bola y lograr con ello carambolas corridas, retrocesos y massés. La interacción entre el taco y la bola constituye quizás uno de los casos prácticos más estimulantes de la mecánica clásica. Para dominar las fuerzas y las trayectorias en este tipo de juegos es necesario practicarlos a menudo y con sentido analítico. Y, desde luego, una ventaja muy útil en el camino hacia ese objetivo es conocer la física subyacente.

Todd King, de Temple City, California, me acaba de remitir un estudio suyo sobre algunos de los golpes y jugadas clásicas del billar americano. Hasta hace pocos años entre lo poco escrito sobre la dinámica del billar sólo merecían la pena unos apuntes de clase de Arnold Sommerfeld, mucho más conocido por sus investigaciones en los albores de la nueva teoría cuántica. David F. Griffing, de la Universidad de Miami, dedica a los juegos de billar un capítulo de su libro *The Dynamics of Sports: Why That's the Way the Ball Bounces* (1982). Estas son las tres fuentes de información de las que me he valido para preparar la sección de este mes, acerca de la física de dichos juegos. Tras describir algunas relaciones sencillas examinaremos algunos golpes acrobáticos que Robert Byrne examina en su *Byrne's Treasury of Trick Shots in Pool and Billiards.*

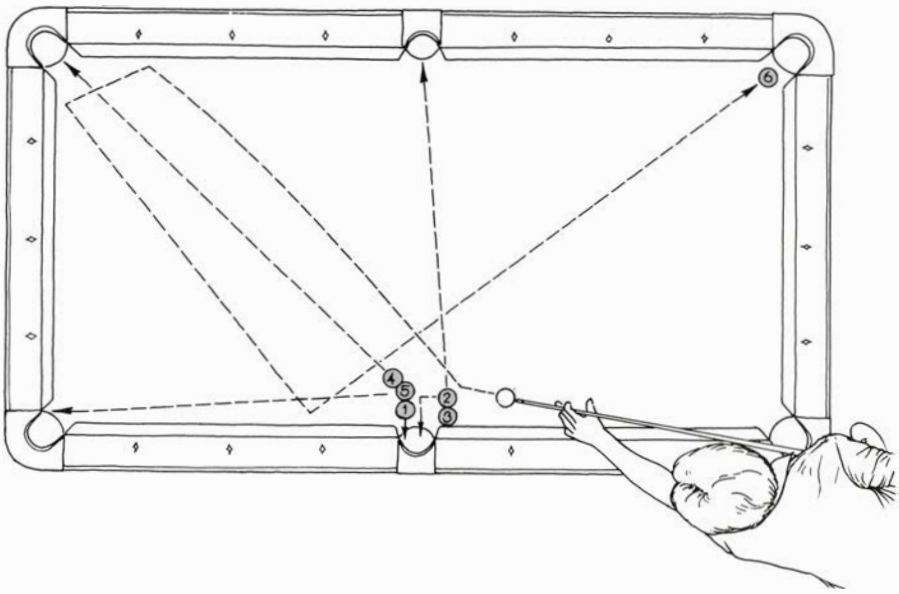
Cuando el taco pica la bola blanca, comunica a ésta un movimiento tanto de traslación como de rotación. Para simplificar, supondremos que el taco está horizontal y que ejerce una fuerza exclusivamente horizontal. Aunque ésta puede aplicarse en cualquier punto de la superficie de la bola enfrentada al jugador, lo cierto es que el golpe le induce un movimiento horizontal como si la fuerza se hubiera aplicado en el centro de masa.

Supongamos ahora que el impacto del taco se produzca en un plano vertical que pase por el centro de masa de la bola o, lo que es igual, en una línea vertical que imaginamos contenida en la superficie de la bola encarada al jugador y que pase por el centro de ésta. La ubicación de la tacada dentro de esa línea no guarda una relación directa con la velocidad inicial de la bola, ni con su cantidad de movimiento (producto de su masa por su velocidad). Estas las establecen otros dos factores relacionados con el choque. Uno de ellos, sobre el cual el jugador no ejerce prácticamente control alguno, es la duración. El segundo, que el jugador controla fácilmente, es la fuerza ejercida sobre la bola. Así, un golpe "fuerte" generará una velocidad y una cantidad de movimiento mayores que otro "blando", porque la fuerza que se desarrolla en la colisión es mayor.

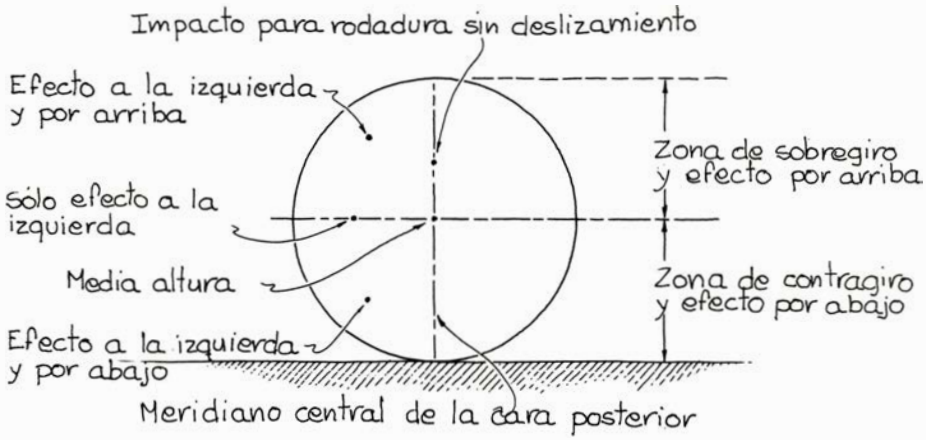
Además del movimiento horizontal, el taco genera un momento de giro que obliga a la bola a rotar alrededor de su centro de masa. El valor de ese momento de giro es igual al producto de la fuerza por su brazo de palanca, o distancia vertical entre el centro de la bola y el punto de incidencia del taco. El momento de giro aumenta, pues, cuando aumenta dicha distancia.

El momento de giro determina la velocidad inicial con que gira la bola alrededor de su centro de masa. La velocidad de rotación es proporcional al momento de giro dividido por el momento de inercia de la bola (número que da cuenta no sólo de la masa de un objeto, sino también de la distribución de la misma en torno al eje de rotación). Para una bola blanca que rote alrededor de un eje que pase por su centro de masa, el momento de inercia vale dos quintos del producto de su masa por su radio al cuadrado. Ese factor de 2/5, que se debe a su forma esférica, desempeña un papel relevante en las decisiones que toma el jugador acerca de dónde picarla en ciertas jugadas.

Si el jugador desea que la bola no tenga inicialmente giro interno, deberá picar a la altura del centro de masa, pues para esa tacada el brazo de palanca es nulo y, por tanto, lo serán también el momento de giro y la rotación. Golpeando más alto, en el choque habrá brazo de palanca y, por ello, un momento de giro no nulo. Entonces, la bola se moverá hacia delante en virtud del impacto, y rotará en torno a su centro de masa en virtud del momento de giro. De ese modo, la bola tiene sobregiro: su parte superior se mueve alejándose del jugador a mayor velocidad que si no llevara inducido ese efecto. Picando la bola por debajo del centro, se consigue contragiro.



1. Tacada "puro alarde"

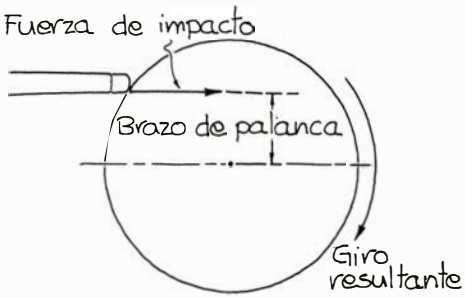


2. Puntos estratégicos para picar la bola blanca

Con su golpe, el jugador controla, pues, tres características del movimiento: la fuerza determina la velocidad de la bola respecto a la mesa, el brazo de palanca de la fuerza determina el sentido de la rotación, y el producto de la fuerza por el brazo de palanca determina la velocidad de rotación.

Sin el rozamiento con la superficie de la mesa, la bola blanca seguiría moviéndose hasta chocar con una banda u otra bola. Pero si la bola se desliza por el paño, hasta una superficie alisada por el desgaste del juego puede ofrecer un rozamiento importante. El rozamiento puede ser suficientemente intenso para alterar, a la vez, los movimientos horizontal y de rotación y, por ello, hacer que la jugada varíe sustancialmente. Si la bola rueda sobre la mesa sin resbalar, el rozamiento es pequeño y afecta a poco más que al desplazamiento máximo.

El rozamiento que ha de vencer una bola deslizante depende del peso de ésta y la textura superficial de la misma y del paño, pero es independiente de la velocidad a la que resbala la bola. El sentido de la fuerza depende totalmente del sentido del deslizamiento. Supongamos que el jugador hiera la bola blanca dándole un gran efecto de sobregiro: entonces, el fondo de ella deslizará acercándose a él y se alejará el centro de masa. La fuerza de rozamiento está aplicada en el punto de contacto y su sentido es siempre tal que se opone al resbalamiento. (O sea, la fuerza, en este caso, apuntará en sentido contrario al billarista.) Como el rozamiento se opone al resbalamiento, comenzará a disminuir la rotación de la bola en torno a su centro de masa. Y como la fuerza de rozamiento apunta en sentido opuesto al jugador, continuará propulsando la bola hacia adelante y alejándola de éste. Toda bola con un gran sobregiro puede correr durante un buen rato merced a esa propulsión suplementaria.



3. Factores que definen un golpe con sobregiro

Supongamos que la bola reciba un contragiro. Entonces la fuerza impulsa la bola hacia adelante y el momento de giro hace que rote de suerte que el fondo resbale sobre el paño en el mismo sentido. En este caso, la fuerza de rozamiento actuante sobre la parte inferior de la bola apuntará hacia el jugador. Aquí, el rozamiento tenderá también a decelerar la rotación, pero esta vez su efecto sobre el centro de masa es hacia atrás. A medida que resbala la bola, se aminoran su movimiento hacia adelante y su giro. Desaparece el contragiro y la bola comienza a rodar sin deslizar. Toda bola con contragiro recorre sólo una corta distancia, porque el rozamiento se opone al movimiento de su centro de masa.

Toda bola con sobregiro desliza, a menos que la velocidad de su centro de masa sea igual a la velocidad de rotación multiplicada por el radio. Entonces, el movimiento hacia adelante se iguala exactamente al movimiento de su superficie inferior en el punto de contacto con la mesa. Para conseguirlo instantáneamente, el jugador debe picarla en un punto que esté, por encima del centro, exactamente a una distancia igual a dos quintos del radio. Esta relación la establece el hecho de que los 2/5 de la expresión matemática del momento de inercia y los 2/5 que figurarán en la expresión del brazo de palanca del momento de giro se cancelarán mutuamente.

Si la bola recibe el impacto por encima de ese punto particular, la velocidad de rotación empieza siendo demasiado grande para que se dé tal igualación, pero el rozamiento favorecerá que la bola llegue a ese estado. El rozamiento (apuntado hacia adelante) reduce la rotación y acrecienta la velocidad del centro de masa. Y si la bola no topa con nada, acaba alcanzándose la igualación de velocidades y comenzará a rodar sin deslizar.

Si recibe el impacto entre el centro y el punto en cuestión, su rotación tendrá el sentido correspondiente al de rodadura pura, pero será demasiado lenta. En el punto de contacto con el paño la superficie de la bola sufrirá un leve movimiento hacia atrás, a causa de su rotación, y un movimiento hacia adelante, más rápido, debido a la velocidad del centro de masa. En ese punto, el movimiento de deslizamiento neto será hacia adelante y, por ello, se generará una fuerza de rozamiento dirigida hacia atrás que tenderá a aumentar la rotación y a aminorar el movimiento del centro de masa, hasta llegar a la igualación de velocidades que produce una rodadura pura.

Si la bola recibe el impacto por debajo de su centro, el sentido del giro será el contrario al de la rodadura pura. Esta vez, el rozamiento producido por el resbalamiento reducirá tanto la rotación como la velocidad del centro de masa. La rotación terminará por cesar y la bola se arrancará a rodar sin deslizamiento.

Un buen billarista comunicará a la bola un recorrido largo o corto según esté situado el punto donde la pique con relación al punto particular. Si su deseo es que la bola llegue rápidamente al lado opuesto de la mesa, dará la tacada por encima de este último para que el rozamiento la impulse.

Pero es probable que al jugador le preocupe más el modo en que la bola blanca (la "bola" enfrentada al billarista) gire al chocar con otra. (Las otras bolas se llaman mingos.) En toda colisión entre una bola blanca y un mingo, la primera traspasa cantidad de movimiento a éste. En un choque frontal esa cesión es total y el centro de masa de la bola blanca se queda sin movimiento. En un choque de refilón la bola blanca pierde parte de su cantidad de movimiento y sigue su trayecto. En ningún choque hay prácticamente traspaso de rotación, pues el rozamiento entre las

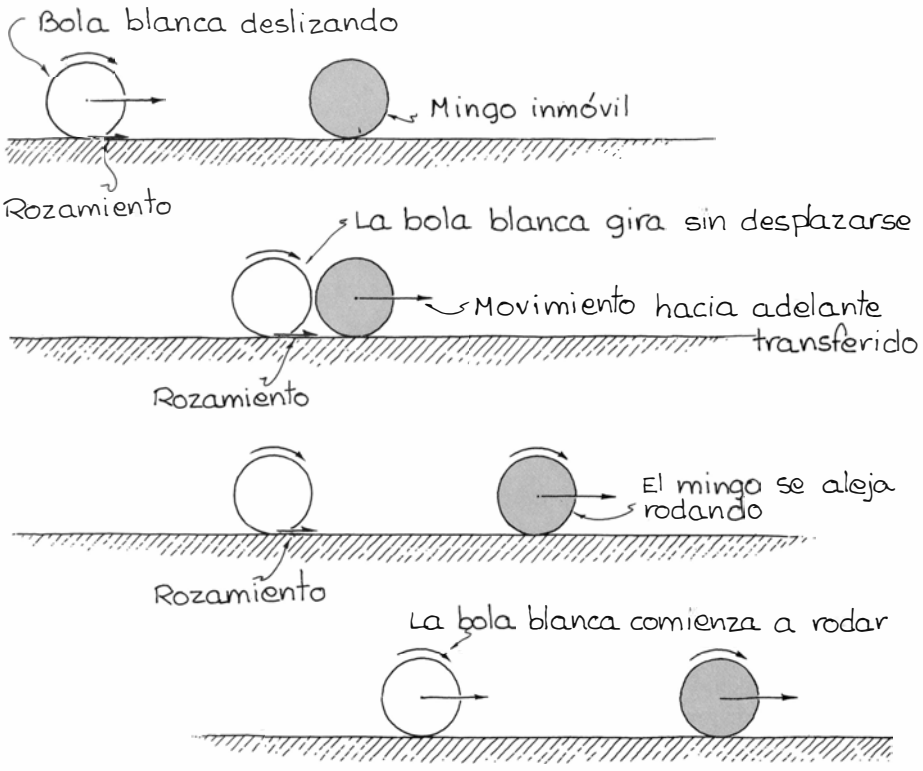
superficies de las bolas es insignificante y la colisión es breve. Sólo si el rozamiento fuese importante podría la bola blanca comunicar rotación a un mingo.

Esta imposibilidad de que una bola ceda rotación a otra resulta en dos jugadas muy interesantes. Supongamos que una bola blanca con sobregiro choque frontalmente con un mingo mientras esté aún resbalando. Inmediatamente después de la colisión, el centro de masa de la bola blanca carece de movimiento, pero la bola continúa girando. Entonces, ese giro engendrará una fuerza de rozamiento dirigida hacia adelante; hará éste que la rotación aminore y comenzará a impulsar a la bola, que no tardará en rodar nuevamente en pos del mingo. Esto es lo que se llama un golpe corrido. De una bola blanca con sobregiro suele decirse que está "corrida" o que lleva "efecto por arriba".

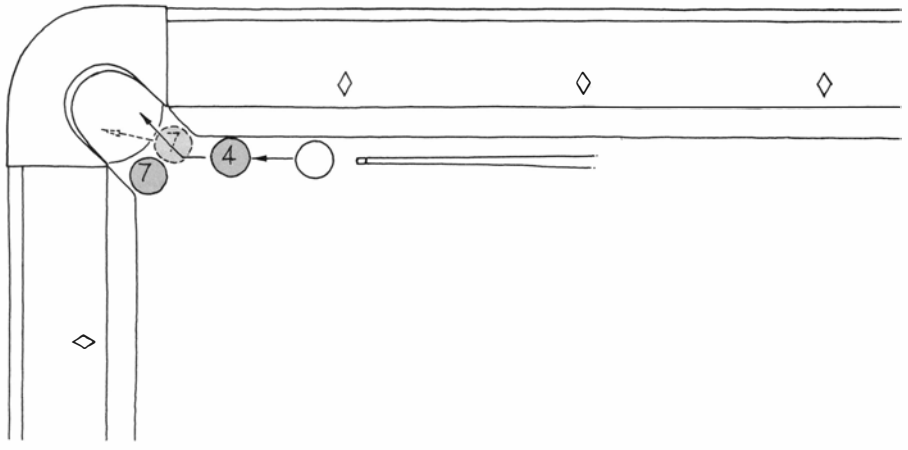
Si la bola blanca ha recibido un contragiro, retornará hacia el jugador tras golpear frontalmente a un mingo. Aquí la colisión la deja sin movimiento en su centro de masa, pero con la misma rotación; el rozamiento que se genera en la superficie deslizante apunta hacia el jugador. Entonces, a medida que el rozamiento retarde la rotación e impulse al centro de masa, la bola comenzará a rodar sin resbalar hacia el jugador. Esto es lo que se llama un golpe con retroceso. De una blanca con contragiro suele decirse que tiene "retroceso" o que lleva "efecto por abajo".

En la figura 5 se representa una carambola corrida. Un jugador desea meter en la tronera, de una sola tacada, las bolas cuatro y siete, para lo cual pica con efecto por arriba la bola blanca; lo que provoca que la bola cuatro rebote en la siete y entre en la tronera. El choque de la bola blanca con la cuatro deja a aquélla girando momentáneamente sin moverse del sitio, pero el rozamiento de deslizamiento no tarda en volver a impulsarla hacia la tronera. En el ínterin, la bola siete ha rebotado en la banda junto a la tronera, alineándose con ésta y la bola blanca. Esta la introduce en la tronera y se detiene.

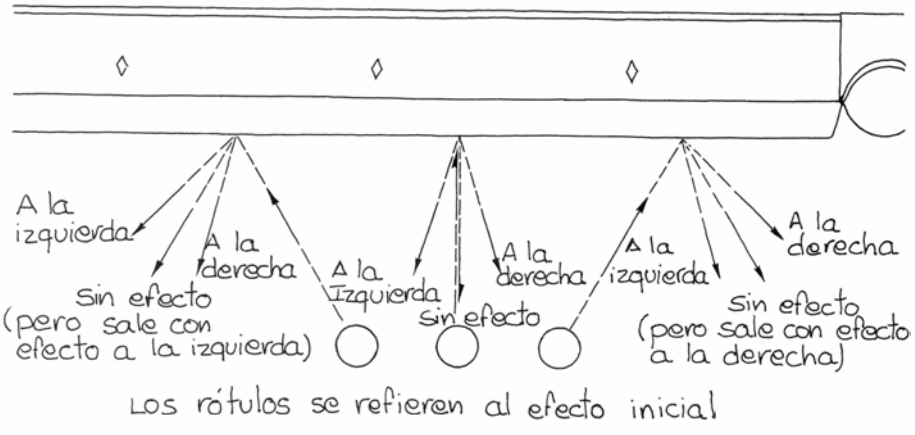
Hasta aquí hemos hablado únicamente de lo que pasa cuando se pica la bola blanca con el taco en un plano vertical que pase por su centro. El resultado de ello es un sobregiro o un contragiro alrededor de un eje horizontal. Pero si la bola se hiere en otro lugar, el eje de giro seguirá pasando por el centro de masa, pero ya no será horizontal. De un golpe en el costado izquierdo de la bola se dice que comunica efecto a la izquierda, y en el costado derecho,



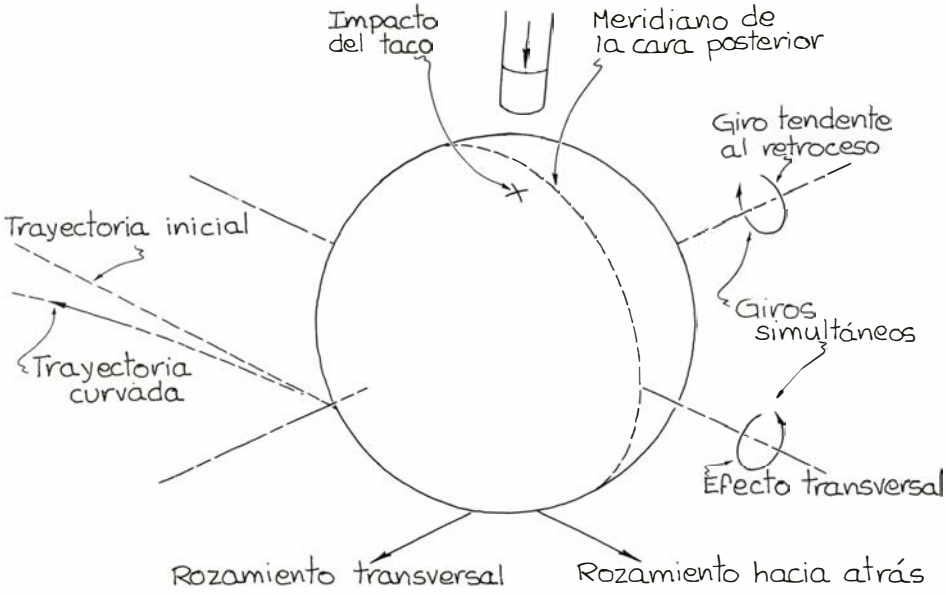
4. Las cuatro etapas de una carambola corrida



5. Carambola corrida



6. Resultados de dar efecto a la bola blanca

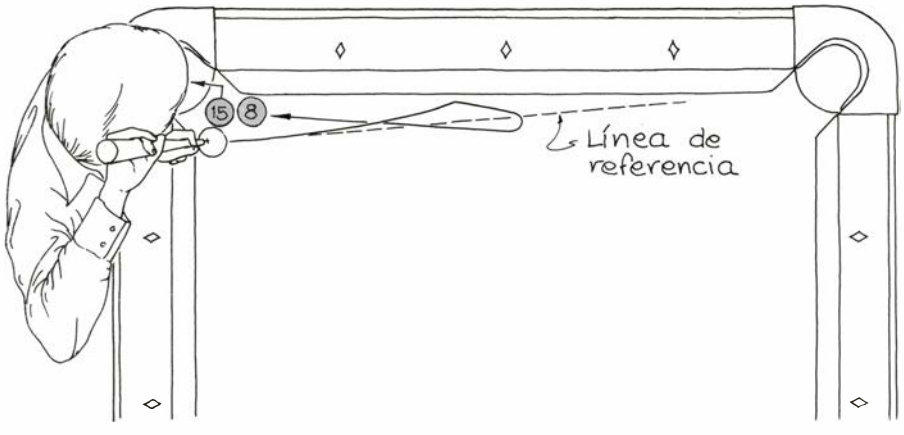


7. Factores que definen un massé

efecto a la derecha. Visto desde arriba un efecto a la izquierda es un giro en torno a la vertical en el sentido del movimiento de las agujas del reloj. Como antes, la velocidad de rotación depende del brazo de palanca asociado a la fuerza. Cuanto más lejos del centro la bola reciba la tacada, mayor será el brazo de palanca y, más rápido, el giro alrededor de la vertical. El rozamiento de la bola con la mesa sirve únicamente para disminuir la rotación.

Si el taco golpea en la parte superior o inferior de un costado, la bola girará en torno a un eje orientado entre la horizontal y la vertical. Una tacada por debajo del centro y a la izquierda produce un efecto de retroceso a la izquierda. El centro de masa recibirá una cantidad de movimiento del modo habitual y la bola rotará alrededor de un eje desviado del vertical hacia la izquierda del jugador. Esta rotación podemos imaginarla como si estuviera compuesta de dos giros simultáneos, uno horario en torno a la vertical y un contragiro en torno a la horizontal. A éste se debe la fuerza de rozamiento principal que actúa sobre la bola.

Una bola con efecto de costado se traslada en línea recta lo mismo que otra sin efecto, pero el ángulo bajo el que rebota en las bandas es notablemente distinto. Cuando la bola carece de efecto inicial, su ángulo de rebote es igual a su ángulo de incidencia sobre la banda. Si la incidencia es perpendicular, tal como se muestra en la figura 6, la bola debe recorrer de nuevo la misma trayectoria al rebotar. Pero si lleva efecto a la izquierda, seguirá un camino de retorno situado a la izquierda del jugador a causa del rozamiento producido durante el contacto con la banda. Vista desde arriba, una bola con efecto a la izquierda gira en sentido horario y, al resbalar contra la banda, la fuerza de rozamiento apunta a la izquierda. Entonces, cuando rebote, tendrá, además de la componente de velocidad perpendicular a la banda, una componente dirigida hacia la izquierda; y regresa por un trayecto que resulta de la combinación de esos dos movimientos.



8. Massé

Del mismo modo se rectifica la trayectoria de toda bola con efecto a la izquierda que se acerque a la banda bajo cualquier otro ángulo.

Los resultados contrarios se dan para un bola con efecto a la derecha. A fin de recordar de una forma sencilla la diferencia, basta con asociar la dirección del efecto con la desviación de la trayectoria de rebote: efecto a la izquierda se traduce en una desviación en sentido horario de la trayectoría y efecto a la derecha origina una desviación antihoraria.

Si la bola se acerca a una banda sin efecto, pero con un ángulo distinto de 90 grados, el rozamiento con esa banda le proporciona efecto. Consideremos la trayectoria de aproximación de la bola como si fuera la combinación de dos movimientos, uno perpendicular a la banda y el otro paralelo a ésta. Establecido el contacto, la componente paralela genera una fuerza de rozamiento sobre la bola, cuyo momento de giro consiguiente la induce a rodar y le comunica efecto. Supongamos que se lance una bola sobre la banda desde la derecha del jugador. Si careciese de giro interno inicial, abandonaría la banda con efecto a la izquierda.

Todas estas rotaciones lo son en torno a ejes contenidos en un plano perpendicular a la dirección del movimiento de la bola. El golpe massé, o massé a secas, produce un giro en torno a un eje exterior a dicho plano. Con el taco casi vertical, el billarista pica la bola de costado y hacia abajo. La componente horizontal de la tacada determina la trayectoria inicial de la bola, pero el giro interno que ésta recibe genera un rozamiento con la mesa que acaba curvando su camino.

Supongamos que el jugador pique la bola fuertemente de costado. Como el golpe es enérgico y el brazo de palanca grande, la rotación de la bola será rápida. Ese giro será en torno a un eje aproximadamente horizontal, pero no perpendicular a la trayectoria inicial de la bola. Para simplificarlo podemos imaginarlo compuesto de dos giros simultáneos alrededor de ejes diferentes, uno de ellos paralelo a la trayectoria inicial y otro perpendicular a ella. El giro en torno al eje perpendicular a la trayectoria inicial es similar al de un golpe con retroceso simple. El giro en torno al otro eje obliga a la bola a deslizarse perpendicularmente a la trayectoria inicial, engendrando así una fuerza de rozamiento que es también perpendicular a la trayectoria. Esta fuerza ejercida al través curva la trayectoria de la bola.

El massé se emplea corrientemente

para conseguir que la bola blanca rodee un obstáculo para alcanzar una bola desenfilada. En la figura 8 se representa un golpe massé más complicado. La intención es introducir las bolas quince y ocho de una sola tacada y que la ocho entre última en la tronera. Para ello se pica con massé la blanca, ésta golpea la bola quince, evita la ocho y se dirige hacia la banda siguiendo un camino curvo a causa del rozamiento transversal. Tras rebotar en la banda se detiene e invierte su movimiento, retrocediendo para arrojar la bola ocho en la tronera.

El impacto inicial sobre la bola blanca le comunica a la vez un contragiro, que genera una fuerza de rozamiento como la de un golpe con retroceso clásico, y un giro sesgado, que genera una fuerza de rozamiento transversal que curva su trayectoria en dirección a la banda. Al rebote en ésta le afecta poco el contragiro, pero el rozamiento transversal mantiene la bola junto a ella. Después del rebote el contragiro detiene por último el movimiento horizontal del centro de masa. Y, entonces, como la bola aún gira, aquella fuerza de rozamiento la hace regresar hacia el jugador; y el rozamiento transversal restante sigue impulsándola hacia la banda. Por consiguiente, tras la inversión de trayectoria, resultante de la componente de retroceso del golpe, la bola regresa a las cercanías de la banda para golpear la bola ocho e introducirla en la tronera de la esquina.

Cuando una bola blanca choca con un mingo, aquella traspasa a éste parte de la cantidad de movimiento y de la energía cinética de su centro de masa, cesión que es casi total si el choque es de frente. En un choque de refilón dichas transferencias hacen que ambas bolas se separen siguiendo trayectorias aproximadamente perpendiculares. (En la realidad, las bolas pierden una pequeña cantidad de energía en el choque, y el ángulo que forman sus trayectorias es un poquito menor que 90 grados. Pasaré por alto esta complicación.)

Es fácil predecir dónde irán a parar, tras el choque, la bola blanca y el mingo. Imaginemos el instante en que las dos bolas se tocan y tracemos una recta imaginaria que una sus centros. En ese instante el mingo recibe la acción de dos fuerzas por parte de la bola blanca. En el punto de contacto y perpendicularmente a la recta de unión de los centros hay una pequeña fuerza de rozamiento, casi siempre tan pequeña que puede despreciarse. Paralelamente a la recta hay una fuerza más intensa que impulsa el mingo a lo largo de una trayectoria paralela también a la recta. La dirección que tomará esta bola depende casi por completo de la orientación de la recta que une los centros de las bolas en el momento del contacto. Con su experiencia, un buen billarista puede dirigir la bola blanca para que entre en contacto exactamente del modo necesario para enviar un mingo a una tronera, y estar seguro de que saldrá en dirección perpendicular a aquella trayectoria.

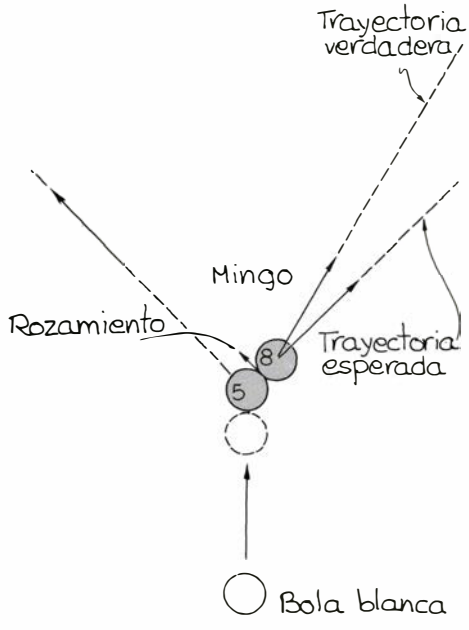
Si la bola blanca lleva efecto por arriba o por abajo y, además, conserva el resbalamiento asociado cuando alcance al mingo, el choque variará algo en el sentido de que la bola saldrá del punto de colisión describiendo una trayectoria curva. Supongamos que haya recibido un gran efecto por arriba. En el choque cederá parte de la cantidad de movimiento y de la energía cinética de su centro de masa. Si podemos ignorar totalmente el rozamiento en la colisión entre ambas bolas, la blanca no traspasará al mingo parte alguna de su giro interno. Luego comenzará a alejarse del punto de colisión siguiendo una trayectoria perpendicular a la del mingo, y todavía con sobregiro. Lo curioso es que la bola ya no resbala paralelamente a su trayectoria y la componente del resbalamiento perpendicular a ésta da una fuerza de rozamiento que curva dicha trayectoria. Por tanto, una bola con efecto por arriba tiende a curvarse hacia su dirección original después de un choque. Una bola con retroceso tiende a curvarse alejándose de su trayectoria original.

Normalmente el rozamiento entre dos bolas que chocan es despreciable. Pero puede incrementarse enormemente si las superficies se cubren de yeso. El ejemplo que he elegido procede del libro de Byrne. En la figura 11 se representa la cuestión: el jugador debe introducir la bola cinco en la tronera de la derecha. ¿Puede hacerlo sin que la bola blanca toque a la bola moteada (bola pinta)? En la mayoría de los casos esa jugada sería imposible. La bola cinco sólo puede ir hacia la tronera si el jugador alinea el choque de modo que la recta que una los centros de ésta y de la bola apunte hacia el agujero. Es evidente que la bola pinta se interfiere.

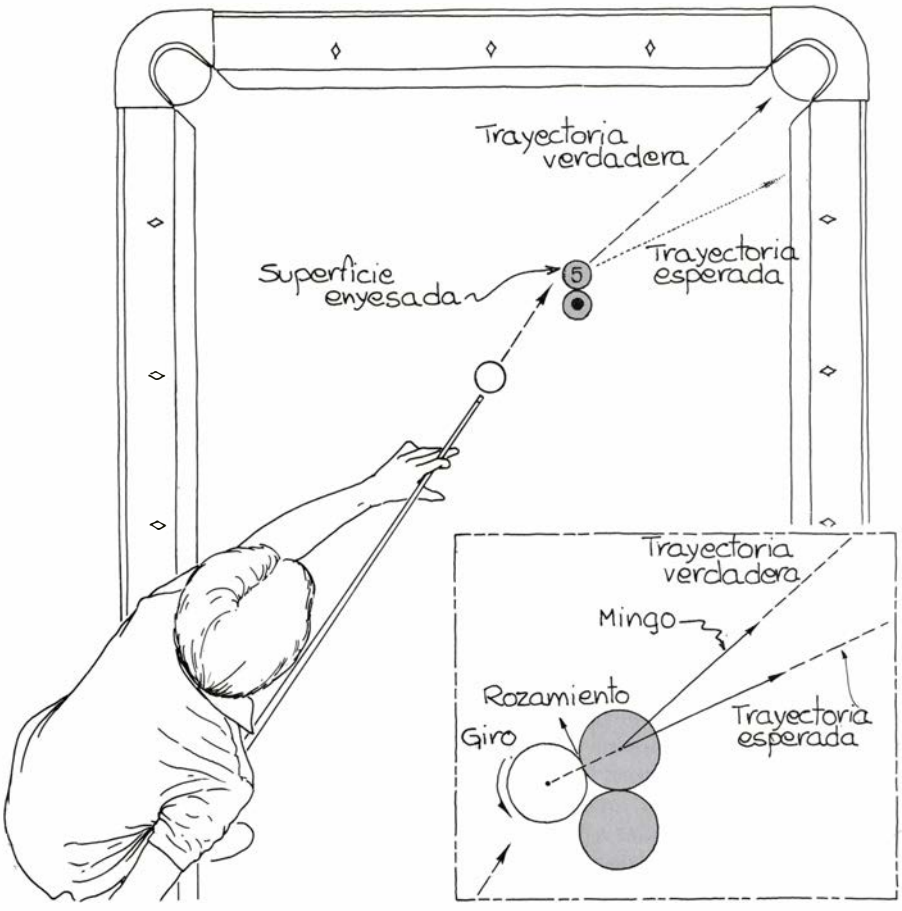
Esa jugada puede hacerse si el jugador enyesa el costado izquierdo de la bola cinco y luego envía la bola blanca sobre ese costado con un leve efecto a la derecha. Con yeso en la zona de contacto el rozamiento entre las bolas deja de ser despreciable. Ahora la bola cinco estará sometida a dos fuerzas durante el choque, una paralela a la recta de unión de los centros y otra (de rozamiento) perpendicular a dicha recta. Así, esa bola saldrá en la dirección de la resultante de tales fuerzas, precisamente el camino de la tronera.

9. Choque de una bola blanca con un mingo

Enyesar una bola supone la expulsión segura de una partida de billar, pero se puede lograr, sin malas artes, una aplicación similar del rozamiento entre bolas. Cuando una bola blanca golpea un mingo que ya está tocando a otro mingo (de estos dos mingos se dice que están enganchados), la colisión crea un rozamiento entre estos dos que puede alterar, de manera importante, la trayectoria de uno de ellos. Consideremos la situación que se ilustra en la figura 10: la bola blanca se lanza directa-



10. Choque de una bola blanca con dos mingos enganchados



11. Rozamiento entre dos mingos

mente contra la bola cinco, pegada a la ocho.

Lo mejor será que analicemos la colisión en dos etapas. Primero la bola blanca cede energía y cantidad de movimiento a la bola cinco, que choca entonces con la ocho. Estas últimas deberían separarse a lo largo de trayectorias perpendiculares, pero, a causa del rozamiento entre los dos mingos, la bola ocho acaba saliendo en una dirección menos inclinada.

Durante la colisión entre las bolas cinco y ocho, la primera comienza a moverse en sentido perpendicular a la recta de unión de los centros. La ocho debe moverse paralelamente a esa recta en vista de la fuerza que, en el choque, le comunica la cinco. Ahora bien, al estar ambas inicialmente enganchadas, la cinco, en su movimiento, roza la superficie de la ocho, generando una fuerza de rozamiento perpendicular a la trayectoria esperada. Entonces, la trayectoria resulta ser consecuencia de la combinación de esas dos fuerzas y, por ello, está más orientada hacia adelante que si las bolas no estuvieran inicialmente enganchadas.

Vayamos con el último ejemplo: la tacada "de puro alarde". En torno a una tronera lateral hay cinco bolas agrupadas mientras la bola seis se encuentra en la embocadura de una tronera de rincón. ¿Entrarán todas de una sola tacada? No lo esperen, desde luego, de mí; pero se dice que Steve Mizerak, maestro del billar americano, lo consigue tres veces de cada cuatro.

Se envía la bola blanca hacia la dos con efecto por arriba y a la izquierda. Imaginemos la posición de las bolas y las fuerzas que median entre ellas en el instante en que la blanca llega a la dos. Sobre ésta última actúan tres fuerzas: una a lo largo de la recta de unión de su centro con el de la bola blanca, otra sobre la recta de unión de los centros de las bolas dos y tres, y como estas bolas estaban inicialmente enganchadas, sobre la dos actúa una fuerza de rozamiento dirigida a la derecha, aplicada en el punto de contacto, y que aparece cuando desliza con la tres. La fuerza neta sobre esta bola dos la envía contra la cinco, en la que rebota para entrar en la tronera.

Mientras tanto, la bola tres ha estado moviéndose. Cuando la bola blanca incide en la dos, ésta recibe dos fuerzas de la bola tres. Una de ellas, sobre la recta de unión de sus centros, la proyecta fuertemente contra la banda. La otra, de rozamiento y dirigida a la izquierda, se debe a la suave colisión entre ambas cuando la dos parte hacia la izquierda. (Esa fuerza de rozamiento se genera porque las bolas dos y tres estaban inicialmente enganchadas.) La banda devuelve la bola tres, lanzándola en lína recta al otro lado de la mesa, pero desviada hacia la izquierda a causa de su corto rozamiento con la bola dos. Y, así, la bola tres acaba en la tronera central opuesta.

La bola cinco estaba inicialmente enganchada a las bolas una y cuatro. Cuando la dos la golpea, se ve sometida a varias fuerzas. Una, dirigida sobre la recta que une su centro con el de la bola dos. Otras dos fuerzas yacen a lo laro de las rectas que unen su centro con los de las bolas una y cuatro, respectivamente. Y, además, sobre ella actúan las fuerzas de rozamiento ejercidas por su enganche a las otras. Entonces, la fuerza resultante sobre la bola cinco apunta claramente hacia la tronera del rincón izquierdo. La fuerza neta sobre la bola uno apunta hacia la tronera lateral contigua. La fuerza neta sobre la bola cuatro apunta hacia la tronera izquierda opuesta. Cinco bolas liquidadas.

Tras haberse desparramado esta agrupación de bolas, la blanca regresa al área. Esta bola había sido lanzada con efecto por arriba y a la izquierda. Su choque con la bola dos la deja en camino hacia la banda opuesta con la mayoría de su giro interno inicial, pero éste es, ahora, un poco transversal a la trayectoria. Por ello se curva hacia la izquierda, para rebotar más cerca de la tronera del rincón que si no existiera la fuerza transversal. Este rebote elimina la mayor parte del giro interno y, a partir de entonces, la bola blanca describe trayectorias rectas, rebotando dos veces más en las bandas. Por último, alcanza a la bola seis en el otro lado de la mesa y la introduce en la tronera.

Les he descrito sólo una limitada selección de jugadas. Quedan por estudiar millares muy interesantes. Quizá sea especialmente atractivo imaginar la mecánica de tacadas sobre grandes agrupamientos de bolas enganchadas. Byrne presenta varios casos curiosos ideados por maestros del siglo XIX. Revisten interés las tacadas con brinco, en las que la bola blanca se envía dando saltos por la mesa, y hasta de una mesa a otra. Pero seamos prudentes. Los propietarios de las salas de billar raramente son tolerantes con esas travesuras, ni siquiera en aras de la investigación científica.

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

LOS OBJETOS HERBIG-HARO

THE SPECTRA OF TWO NEBULOUS OBJECTS NEAR NGC1999. G. H. Herbig en *The Astrophysical Journal*, vol. 113, págs. 697-699; 1951.

HERBIG'S NEBULOUS OBJECTS NEAR NGC1999. G. Haro en *The Astrophysical Journal*, vol. 115, pág. 572; 1952.

INFRARED AND OPTICAL OBSERVATIONS OF HERBIG-HARO OBJECTS. S. E. Strom, G. L. Grasdalen y K. M. Strom en *The Astrophysical Journal*, vol. 191, págs. 111-142; 1974.

T TAURI NEBULAE AND HERBIG-HARO NEBULAE: EVIDENCE FOR EXCITATION BY A STRONG STELLAR WIND. R. D. Schwartz en *The Astrophysical Journal*, vol. 195, págs. 631-642; 1975.

CARBON MONOXIDE OBSERVATIONS OF R. MONOCEROTIS, NGC2261, AND HERBIG-HARO 39: THE INTERSTELLAR NOZZLE. J. Cantó, L. F. Rodríguez, J. F. Barral, P. Carral en *The Astrophysical Journal*, vol. 244, págs. 102-144; 1981.

HERBIG-HARO OBJECTS: RECENT OBSERVATIONAL AND THEORETICAL DEVELOPMENTS. J. Cantó, en *Investigating the Universe*, págs. 95-124. Astrophysics and Space Science Library, D. Reidel Publishing Company.

ASI SE PARTEN LOS CONTINENTES

PROPAGATING RIFTS ON MIDOCEAN RIDGES. Richard Hey, Frederick K. Duennebier y W. Jason Morgan en *Journal of Geophysical Research*, vol. 85, n.º 37, págs. 3647-3658; 10 de julio de 1980.

PROPAGATING RIFTS IN SEAFLOOR SPREADING PATTERNS. Tanya Atwater en *Nature*, vol. 290, n.º 5803, págs. 185-186; 19 de marzo de 1981.

PROPAGATING RIFT EXPLANATION FOR THE TECTONIC EVOLUTION OF THE NORTHEAST PACIFIC: THE PSEUDOMOVIE. R. N. Hey y D. S. Wilson en *Earth and Planetary Science Letters*, vol. 58, n.º 2, págs. 167-188; abril, 1982.

PROPAGATING RIFTS AND CONTINENTAL BREAKUP. V. Courtillot en *Tectonics*, vol. 1, págs. 239-250; junio, 1982.

PISCICULTURA DE LOS SALMONIDOS

THE ORIGIN AND SPECIATION OF ONCORHYNCHUS. F. Neave en *Transactions of the Royal Society of Canada*, vol. 3, 3.ª serie, 5.ª sección, págs. 25-39; junio, 1958.

FISH OF RARE BREEDING: SALMON AND TROUT OF THE DONALDSON STRAINS. Neal O. Hines. Smithsonian Institution Press, 1976.

SALMON RANCHING. Dirigido por J. E. Thorpe. Academic Press, 1980.

PROCEEDINGS OF THE SALMON AND TROUT MIGRATORY BEHAVIOR SYMPOSIUM. Dirigido por E. L. Brannon y E. O. Salo. Facultad de Pesquerías, Universidad de Washington, 1981.

EL APRENDIZAJE DE UN CARACOL MARINO

CALCIUM AND CYCLIC-AMP AS SYNARCHIC MESSENGERS. Howard Rasmussen. John Wiley & Sons, Inc., 1981.

CONDITIONING: REPRESENTATION ON INVOLVED NEURAL FUNCTIONS. Dirigido por Charles D. Woody. Plenum Press, 1982.

PRIMARY CHANGES OF MEMBRANE CURRENTS DURING RETENTION OF ASSOCIATIVE LEARNING. Daniel L. Alkon, Izja Lederhendler y Jonathan J. Shoukimas en *Science*, vol. 215, n.º 4533, págs. 693-695; 5 de febrero de 1982.

EMPAQUETAMIENTO MICROELECTRONICO

VLSI SUPPORT TECHNOLOGIES: COMPUTER-AIDED DESIGN, TESTING, AND PACKAGING. Dirigido por Rex Rice. IEEE Catalog No. EHO 191-7, IEEE Computer Society Press, 1982.

IBM 3081 SYSTEM DEVELOPMENT TECHNOLOGY. *IBM Journal of Research and Development*, vol. 26, n.º 1; enero, 1982.

IBM PACKAGING TECHNOLOGY. *IBM Journal of Research and Development*, vol. 26, n.º 3; mayo, 1982.

PAPERS ON MANUFACTURING TECHNOLOGY—PACKAGING. *IBM Journal of Research and Development*, vol. 27, número 1; enero, 1983.

DESARROLLO DE LAS HOJAS DE PALMERA

ANATOMY OF SEED PLANTS. Katherine Esau. John Wiley & Sons, Inc., 1977.

THE MECHANISM OF PLICATION INCEPTION IN PALM LEAVES: PROBLEM AND DEVELOPMENTAL MORPHOLOGY. Donald R. Kaplan, Nancy G. Dengler y Ronald E. Dengler en *The Canadian Journal of Botany*, vol. 60, págs. 2939-2975; 1982.

ALTERNATIVE MODES OF ORGANOGENESIS IN HIGHER PLANTS. Donald R. Kaplan en *Contemporary Problems in Plant Anatomy*, dirigido por William C. Dickinson y Richard A. White. Academic Press, en prensa.

PARTICULAS CON BELLEZA DESNUDA

OBSERVATION OF A FOURTH UPSILON STATE IN e^+e^- ANNIHILATIONS. D. Andrews et al. en *Physical Review Letters*, vol. 45, n.º 4, págs. 219-221; 28 de julio de 1980.

DECAY OF *b*-FLAVORED HADRONS TO SINGLE-MUON AND DIMUON FINAL STATES. K. Chadwick et al. en *Physical Review Letters*, vol. 46, n.º 2, págs. 88-91; 12 de enero de 1981.

EVIDENCE FOR NEW-FLAVOR PRODUCTION AT THE Y(4*S*). C. Bebek et al. en *Physical Review Letters*, vol. 46, n.º 2, págs. 84-87; 12 de enero de 1981.

OBSERVATION OF EXCLUSIVE DECAY MODES OF *b*-FLAVORED MESONS. S. Behrends et al. en *Physical Review Letters*, vol. 50, n.º 12, págs. 881-884; 21 de marzo de 1983.

LENGUAS CRIOLLAS

RULES AND REPRESENTATIONS. Noam Chomsky. Columbia University Press, 1980.

ROOTS OF LANGUAGE. Derek Bickerton. Karoma Publishers, Inc., Ann Arbor, 1981.

ISLE DE FRANCE CREOLE. Philip Baker y Chris Corne. Karoma Publishers, Inc., Ann Arbor, 1982.

TALLER Y LABORATORIO

MECHANICS. Arnold Sommerfeld. Academic Press, 1964.

BYRNE'S TREASURY OF TRICK SHOTS IN POOL AND BILLIARDS. Robert Byrne. Harcourt Brace Jovanovich, Publishers, 1982.

THE DYNAMICS OF SPORTS: WHY THAT'S THE WAY THE BALL BOUNCIES. David F. Griffing. Mohican Publishing Company, 1982.

Taller y laboratorio

De cómo fórmulas sencillas informan de si un nudo aguantará o se soltará

Jearl Walker

Un nudo es un lazo que se estrecha y cierra con una o más cuerdas o cabos para unirlos entre sí o para sujetar alguna cosa. ¿Hay nudos más seguros que otros? ¿Tiene algún límite la carga que puede soportar un nudo antes de que se deshaga porque su extremo libre se escurra por entre el lazo? ¿Hay manera de modificar un nudo para que resista una carga mayor? Para discurrir en torno a estas preguntas me servirán de pauta las investigaciones de Benjamin F. Bayman, de la Universidad estatal de Minnesota, autor de una impresionante teoría acerca de las resistencias de los nudos.

La seguridad de un nudo depende primordialmente de dos cosas: del modo en que se arrolla alrededor de un objeto (en lo que yo voy a llamar volteos) y del modo en que se cruza sobre sí mismo (cruces). Ambos son responsables del rozamiento que se desarrolla para mantener el nudo cuando la cuerda se somete a tracción. Sin ese rozamiento la cuerda resbalaría en toda la lazada y el nudo se soltaría. Me limitaré a cuerdas de diámetro mediano atadas en torno a barras o postes de mayor diámetro. ¿Qué grado de rozamiento en los volteos y cruces puede asegurar que un nudo no va a fallar, aun cuando la cuerda se someta a una carga arbitrariamente grande?

Pasaré por alto algunos aspectos prácticos de los nudos: ¿por qué algunos son más adecuados para cargas que tiren perpendicularmente a la barra? ¿por qué usar otros que tiren paralelamente a la misma? Los hay que ofrecen ciertas ventajas por el hecho de aguantar mucho tiempo, aunque estén deshaciéndose. Ciertos tipos trabajan mejor si la intensidad de la carga varía periódicamente. En nuestro caso, todos esos factores son secundarios. Tampoco voy a tener en cuenta la resistencia adicional que puede ganar un nudo en virtud del modo en que froten entre ellas porciones de cuerda adyacentes (salvo en los cruces). Los orígenes principales del frotamiento en los nudos son, para nosotros, los volteos y los cruces.

Para comprender la función que la tracción desempeña en una cuerda sometida a una carga imaginemos un peso pendido de una cabo. Que la cuerda está sometida a tracción significa que cualquier porción de la misma estará en equilibrio bajo la acción de dos fuerzas que tiran en sentidos contrarios desde las dos porciones contiguas. En toda la longitud de la cuerda la tracción es constante. Por tanto, para que el conjunto permanezca inmóvil, la fuerza aplicada en el extremo superior de la cuerda debe igualar al peso sujeto al extremo inferior.

Imaginemos ahora que sujetamos el peso pasando la cuerda sobre una barra horizontal fija. Entonces el trozo de cuerda comprendido entre la barra y el peso estará sometido a una tracción constante; el trozo en contacto con la barra sufre, sin embargo, una tracción variable, que decrece desde la sección contigua al trozo del que cuelga el peso hasta la sección en la que la cuerda se separa de la barra. La tracción en el trozo comprendido entre esta última sección y nuestra mano será constante, pero inferior a la del trozo situado al otro lado de la barra, a causa del rozamiento entre ésta y la cuerda. O sea, como la cuerda frota con la barra ya no hay que aplicar la misma fuerza para sostener el peso.

El valor de la fuerza de rozamiento que actúa sobre la cuerda depende parcialmente de la aspereza de las dos superficies en contacto y, también, de la longitud de cuerda que roza con la barra. Es posible aumentar el rozamiento dando varias vueltas a la cuerda en torno a la barra, en una maniobra que montañeros y marinos conocen como encabillar. Cada vuelta más reducirá la fuerza que hemos de aplicar en nuestro extremo de la cuerda.

En una lazada puede asimismo generarse rozamiento cruzando la cuerda sobre sí misma. Cuando la cuerda se somete a tracción, la parte superior del cruce comprime a la parte inferior contra la barra. Esta compresión se opone a la tendencia a deslizar de la cuerda, de tal modo que cuanto más fuerte sea la compresión tanto más intenso será el rozamiento. Así, un nudo no se deshará siempre que el frotamiento sea tan intenso para contrarrestar la fuerza que trata de que la parte de la cuerda que está debajo se deslice por entre el cruce.

Los nudos tienen por misión que el rozamiento que se genera dentro de la lazada resista la tracción que genere la carga. Supongamos que ésta aumente poco a poco. ¿Acaba alcanzando la carga un valor para el cual el extremo libre de la cuerda comience a escurrirse por el nudo, o bien el aumento de tracción se limitará a reforzar el rozamiento de suerte que la cuerda no resbale lo más mínimo? Si acontece que el rozamiento aumenta automáticamente, el nudo resulta ser autoapretante y no podrá ceder bajo carga alguna; antes se romperá la cuerda. Que un nudo se suelte o resista depende de su topología y del rozamiento producido por sus volteos y cruces.

Consideremos un volteo que sea múltiplo entero de una vuelta completa. A un lado de la cuerda la tracción es alta: sea ésta T_2. En el otro extremo la tracción será menor: sea ésta T_1. Esa cuerda no deslizará si T_2 no es mayor que T_1 multiplicada por cierto coeficiente, coeficiente que es función exponencial de dos cantidades: el ángulo (en radianes) de arrollamiento de la cuerda en torno a la barra y el coeficiente de rozamiento entre la cuerda y la barra. Así, si la cuerda da una vuelta en torno a la cuerda, el coeficiente será la función exponencial de 2π radianes multiplicado por el coeficiente de rozamiento. Para simplificar la función la escribiremos e. Entonces, si T_2 no excede de $e \times T_1$, la cuerda no resbalará. Pero si T_2 supera ese valor, el rozamiento en-

tre la barra y la cuerda será desbordado y ésta resbalará.

Si la cuerda da dos vueltas alrededor de la barra, el coeficiente será la función exponencial de 4π radianes por el coeficiente de rozamiento. Esta función podemos escribirla de manera sencilla como e^2. La cuerda no resbalará cuando T_2 no exceda el producto $e^2 \times T_1$. Esta relación muestra la ventaja de toda vuelta adicional que se dé a la cuerda. Así T_2 puede ser mucho mayor que T_1 pues el rozamiento que aporta la vuelta adicional contribuye a sostener la cuerda.

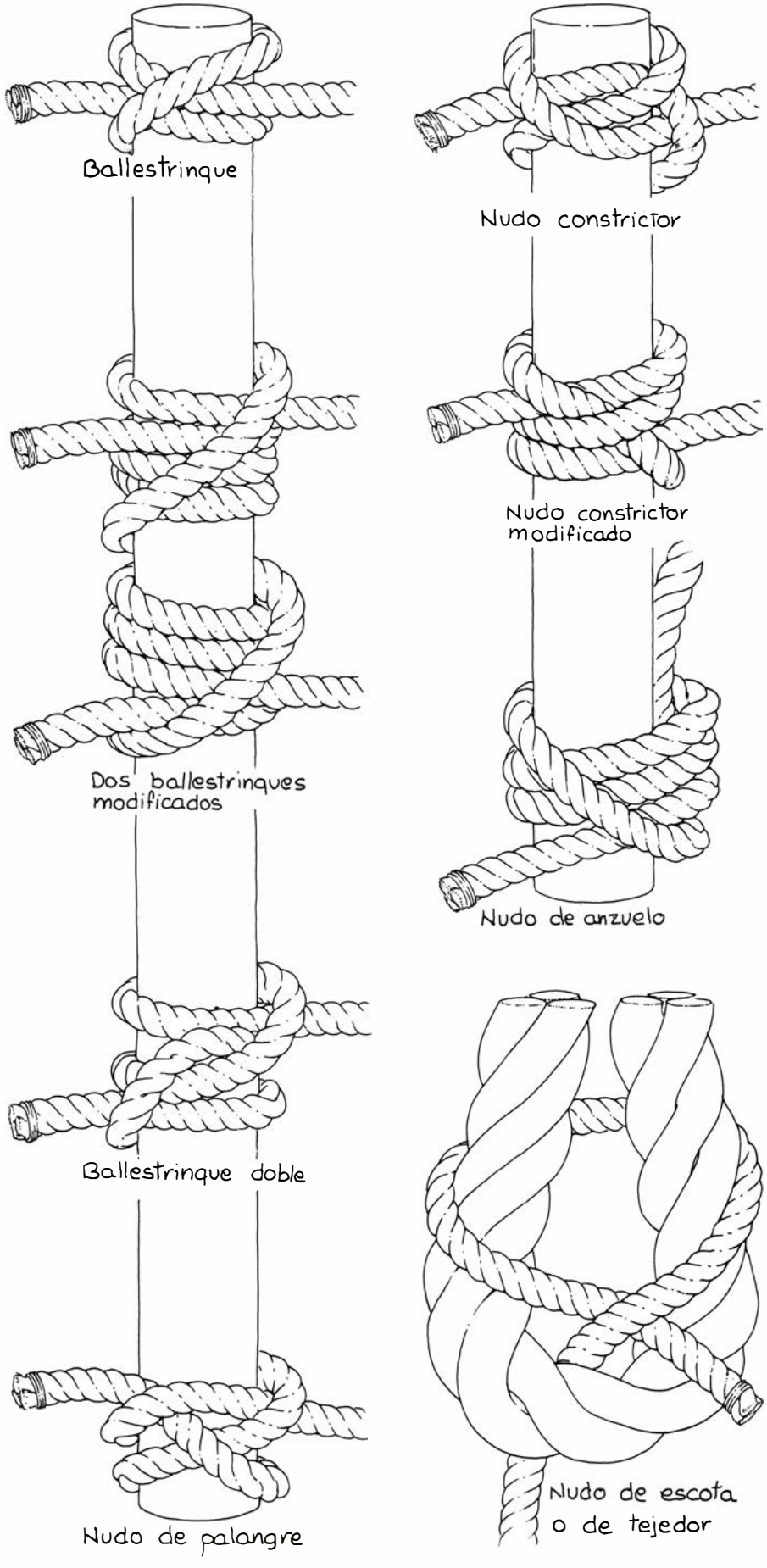
Para todo número entero de vueltas de la cuerda alrededor de la barra, la relación entre las tracciones en ambos extremos de la cuerda presenta una forma similar. En general, si es n el número de vueltas, la cuerda no resbalará mientras T_2 no sea mayor que $e^n \times T_1$.

El otro procedimiento para incrementar el rozamiento en un nudo se basa en los cruces. En éstos, la parte superior comprime, contra la barra, la parte inferior y, así, ésta se resistirá a deslizarse por dentro del cruce y aflojar el nudo. Consideremos las tracciones en los dos lados de la parte inferior de un cruce genérico. En el lado donde la tracción es mayor (T_2), la fuerza tendente a que deslice por entre el cruce la parte inferior de la cuerda valdrá T_2.

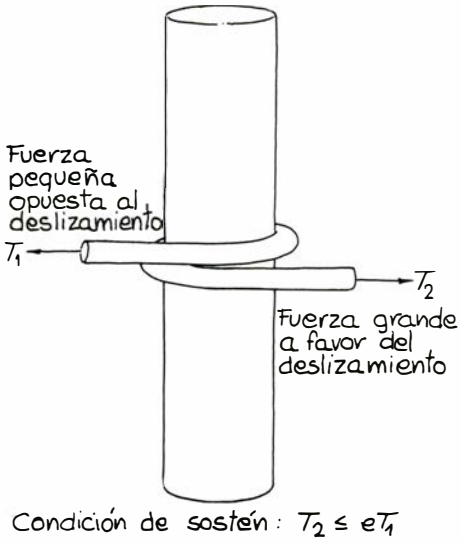
Al otro lado del cruce se tiene la tracción T_1, de menor valor, que se opone a dicha tendencia. Pero un factor adicional que se opone también a esa tendencia es el rozamiento debido a la compresión ejercida por el cruce. A lo sumo ese rozamiento puede valer la tracción en la parte superior del cruce multiplicada por cierto coeficiente (u). Así, la parte inferior de la cuerda no se deslizará dentro del cruce mientras T_2 no exceda de $T_1 + uT$. Si T_2 es demasiado grande, el rozamiento que aporta la parte superior no bastará para mantener en su sitio a la parte inferior.

El valor de u no es fácilmente calculable para un caso general, pues en él intervienen el coeficiente de rozamiento entre la barra y la cuerda de abajo y el coeficiente de rozamiento entre los trozos de cuerda sobrepuestos. Depende, además, de los diámetros de barra y cuerda, elemento geométrico éste que afecta a la aplicación de la fuerza que ejerce el trozo de arriba sobre el de abajo. Bayman ha medido u y e para lazos hechos sobre barras de acero pulido con cordeles de nylon trenzado; e resultó ser 4, aproximadamente, y u del orden de 0,2.

En la ligadura que los marineros lla-



1. Nudos diversos



2. Fuerzas de una vuelta completa

man ballestrinque intervienen volteos y cruces. Se trata de un nudo común que permite asegurar un cabo a una pieza fija o a una soga más gruesa. Partiendo del extremo libre, la cuerda da una vuelta a la barra para regresar hacia atrás. Seguidamente se arrolla otra vez en torno a la barra antes de salir desde debajo de un segundo cruce.

En la figura 4 se rotulan los tramos de cuerda, empezando con 0 para el extremo libre. El tramo 1 comienza en el primer cruce y continúa hasta que la cuerda pasa por debajo del segundo cruce. El tramo 2 sale del segundo cruce en dirección a la carga. (En la realidad el nudo está más tenso que en la figura.)

Veamos ahora. ¿Es éste un nudo eficaz? ¿Qué ocurre con la carga en 2? ¿Puede crecer hasta cualquier valor o acabará forzando al extremo libre a deslizarse a través del primer cruce y a deshacer todo el nudo? Consideremos la porción de abajo del primer cruce. A uno de sus lados, el cabo suelto no sufre tracción. En el otro, la cuerda está sometida a una tracción T_1 que actúa tratando de que el extremo libre resbale por dentro del cruce. A esto, la única fuerza que se opone es el frotamiento que genera la parte superior del cruce en el punto donde oprime a la parte inferior contra la barra. Para que el nudo resista, T_1 no puede superar el valor máximo posible de ese frotamiento.

Consideremos ahora las dos vueltas del tramo 1. Estas no resbalarán si la tracción en la parte contigua al segundo cruce no excede de $e^2 \times T_1$. Por último, tenemos el segundo cruce. Por debajo de éste la cuerda no resbalará si la tracción T_2 producida por la carga no sobrepasa las fuerzas que a ella se oponen en el cruce.

Para que el nudo aguante debe satisfacerse el sistema de inecuaciones constituido por esas relaciones entre fuerzas en distintas partes del nudo. Este sistema puede resolverse por sustitución, al igual que un sistema de ecuaciones corriente. El resultado es tajante: si u es mayor que $1/e$ se satisfacen todas las condiciones que imposibilitan el resbalamiento. Si se cumple esta sencilla condición, la carga sobre el nudo puede ser arbitrariamente grande, pese a lo cual el nudo seguirá resistiendo. Toda carga adicional aumentará los esfuerzos tendentes a aflojar la lazada, pero aumentarán asimismo las fuerzas de tracción generadoras del rozamiento antagonista.

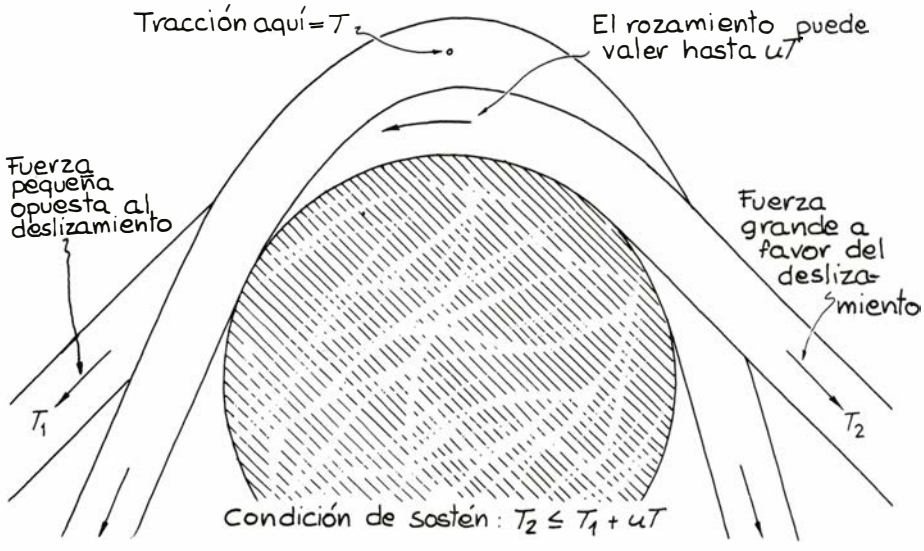
En un ballestrinque el elemento crítico lo encontramos en el primer cruce. En éste, la fuerza que tira del extremo libre tratando de hacerlo pasar por debajo del mismo vale T_1. La fuerza que a ello se opone vale, como mucho, u por la tracción en la cuerda que pasa por encima del cruce. Esta tensión se relaciona sin dificultad con T_1 porque entre los dos puntos de la cuerda hay una vuelta sólo. Como la tracción en la parte de arriba de la cuerda es eT_1 como máximo, el rozamiento en el cruce será de ueT_1, como máximo.

¿Mejorarían un ballestrinque algunas vueltas más, en el sentido de que resista cualquier carga aunque u sea más pequeño? En la figura 6 se representan dos ballestrinques modificados. En el primero de ellos la cuerda se arrolla dos veces más en torno a la barra antes de que cruce por encima del límite entre los tramos 0 y 1. En el segundo, las dos vueltas adicionales se dan inmediatamente antes de que la cuerda pase por debajo de su último cruce en dirección a la carga. Esos nudos son, desde luego, más complicados que el ballestrinque normal; pero, ¿son más fuertes por depender menos del valor de u? ¿Es uno de ellos mejor que el otro?

El elemento clave en estos ballestrinques modificados se encuentra en la pugna que se establece junto al extremo libre. Consideremos al primero de ellos. El tramo 1 trata de que el extremo libre pase por debajo del cruce aplicando una tracción T_1. Pero la cuerda de la parte superior del cruce se opone, apretando la cuerda.

¿Deslizará la cuerda? No, si u es suficientemente grande. ¿Debe ser éste del mismo valor que en un ballestrinque normal? No, puede ser más pequeño gracias a las vueltas adicionales. La tracción en la parte superior del primer cruce es ahora mucho mayor que la fuerza (T_1) tendente a hacer que la cuerda deslice por debajo del primer cruce. En un ballestrinque normal esa fuerza debida al cruce puede valer ueT como máximo. El exponente 1 (implícito) de e representa que la cuerda da una sola vuelta desde la parte de arriba del cruce y el punto en que T_1 tira de la parte inferior del mismo. En este ballestrinque modificado, la fuerza debida al cruce puede valer hasta ue^3T_1. Aquí el exponente 3 (explícito) de e señala los tres volteos que abarca el cruce. El nudo modificado tiene, pues, más posibilidades de mantenerse firme.

¿Qué decir de la segunda modificación? Parece tan complicada como la primera, pero aquí, también, la clave estriba en asegurar el extremo suelto.



3. Fuerzas de un cruce

Esta vez la pugna de esfuerzos es exactamente igual que en un ballestrinque normal. Las vueltas suplementarias no nos sirven para afianzar el extremo libre y, por ello, no suponen mejora alguna respecto al ballestrinque normal. Lo que si hacen es aumentar el frotamiento sobre la cuerda, reduciendo así el valor de T_1 cuando la cuerda se somete a carga; mas, para que aguante el nudo, u debe seguir siendo mayor que $1/e$ (como en el ballestrinque normal).

Del primer ballestrinque modificado podemos sacar alguna otra conclusión. Para que resista, u debe ser mayor que $1/(e + e^2 + e^3)$. Empero, si u es mayor que $1/(e + e^2)$, la primera vuelta no sirve para nada y puede eliminarse sin poner en peligro la integridad del nudo. El tramo 0 podría muy bien eliminarse pasándolo por debajo del cruce, con lo que se integraría en el tramo 1, en parte del cual se convertirá. Más aún, si u es mayor que $1/e$, el tramo 2 no sirve para nada y puede también suprimirse. O sea, si u es mayor que $1/e$ no hay razón para añadir vueltas a un ballestrinque: el nudo no se deshará.

Otra modificación posible es el ballestrinque doble ilustrado en la figura 7. Este nudo difiere del ballestrinque normal en que, después de que la cuerda pasa por debajo del segundo cruce, no se encamina directamente a la carga, sino que da otra vuelta y hace otro cruce.

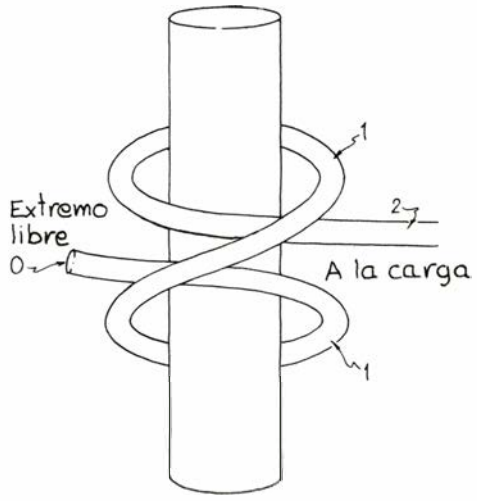
¿Reducen estas aditamentos el valor requerido a u? No; al menos no con las hipótesis que hemos hecho acerca de los orígenes principales del rozamiento en los nudos. Para que el ballestrinque doble resista, u tiene que seguir siendo mayor que $1/e$. El anudamiento suplementario sirve primordialmente de elemento de seguridad. En efecto, si el tramo 0 deslizara en su cruce, aún quedaría un ballestrinque que tendría que desatarse antes de que la cuerda se desprendiera por completo de la barra.

Un nudo similar al ballestrinque es el nudo de palangre que se muestra en la figura 8. Difiere del primero en el modo en que se anudan sus primeros tramos. El tramo 0 pasa bajo un cruce debido a un tramo final del nudo, es decir, a un tramo contiguo al que soporta toda la carga. El tramo 1 da una vuelta completa a la barra y luego pasa bajo sí mismo para iniciar el tramo 2, el cual, a su vez, se arrolla una vez en torno a la barra antes de pasar bajo el último cruce e iniciar el tramo 3.

El estudio del sistema de desigualdades revela que este nudo aguanta si u y e cumplen la condición de que $ue\ (u+e)$ sea mayor que 1. Como e es mayor que 1, dicha condición se cumplirá para un valor de u pequeño, inferior al de $1/e$ que pide el ballestrinque. O sea, hay una gama de valores de u para el cual el nudo de palangre resiste, pero no el ballestrinque. Si u es mayor que $1/e$, ambos nudos sirven lo mismo.

¿Cómo logra un nudo de palangre aguantar con un u insuficiente para sostener el ballestrinque? La respuesta está en el modo en que se remete el cabo libre. Este, en el ballestrinque, se encuentra bajo el tramo de cuerda 1, después que el mismo ha dado una vuelta. Pero en el nudo de palangre está remetido bajo un tramo de la cuerda más próximo a la parte bajo plena carga. Por tanto, la tracción en la parte superior del cruce, la que inmoviliza el extremo libre, es mayor que en el ballestrinque. En general, todo nudo será más firme (en el sentido de que u puede ser menor) cuando el extremo libre se remete de esa manera.

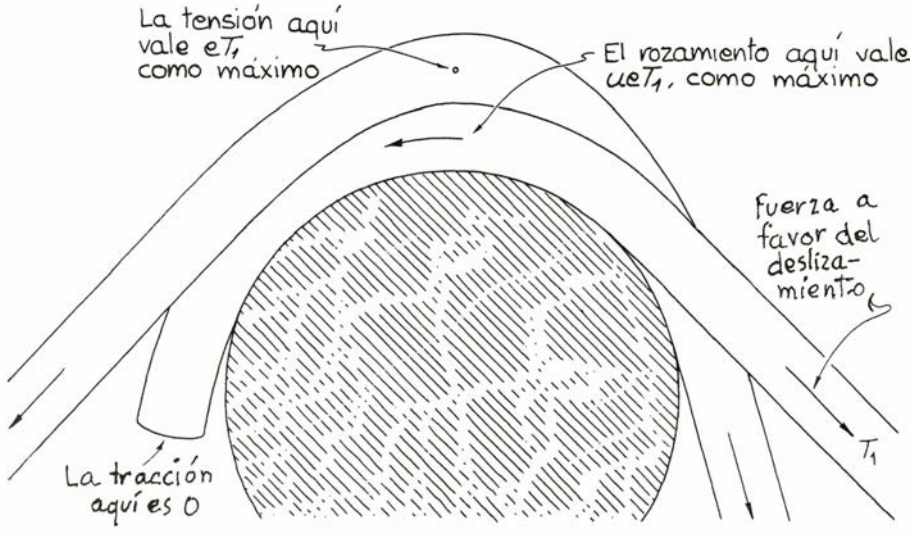
Bayman presenta otro ejemplo de cómo remeter el extremo libre provechosamente. En el nudo constrictor el extremo libre discurre bajo dos cruces, cada uno de los cuales sufre una gran tracción. Resolviendo el sistema de inecuaciones se consigue el valor límite de u para que el nudo no se deshaga: u debe ser mayor que $1/(e(2 + e))$. Como esta condición es menos rigurosa que la del ballestrinque, resulta que el nudo constrictor es mejor desde el punto de vista del valor de u. Si éste es mayor que $1/(2e)$, el rozamiento en el cruce que separa los tramos 1 y 2 será suficiente para que la tracción en el tramo 1 pueda ser nula sin que resbale la cuerda. Si u es mayor que $1/e$, ya no hará falta el tramo 2, e incluso puede ser nula la tracción en ella sin que peligre el nudo. Por ello, un nudo constrictor completo sirve perfectamente cuando u es pequeño comparado con $1/e$, pero no es necesario que sea completo para valores mayores de u.



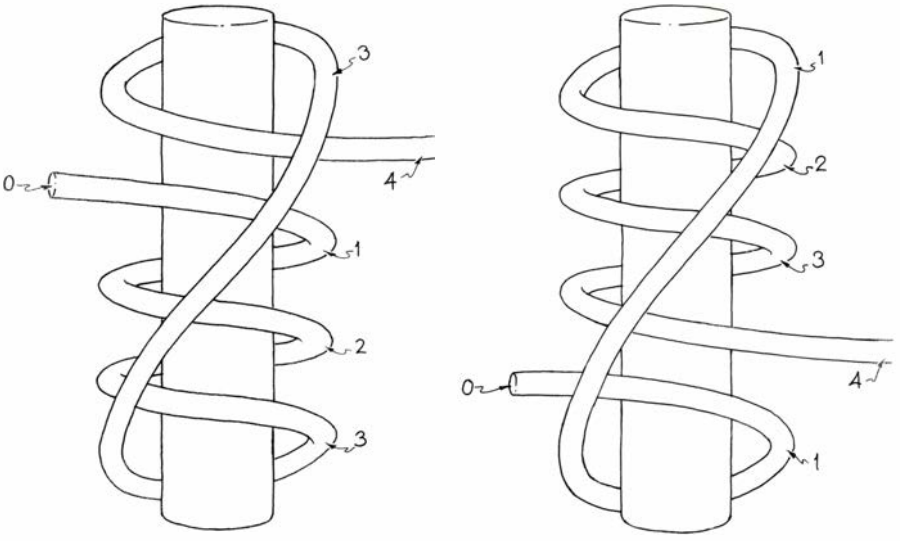
4. Ballestrinque

Bayman examina una modificación del nudo constrictor en la que el tramo 1 da una vuelta a la barra antes de remeterse bajo sí mismo. Comparemos éste con el nudo constrictor completo. Se diferencian únicamente en el anudamiento del tramo 1. En el normal, este tramo se remete bajo una porción que sufre mucha tracción y con ello se afianza. En el modificado, el tramo 1 adquiere cierto rozamiento gracias al volteo, pero luego se limita a remeterse bajo sí mismo. O sea, la tracción que aplasta la cuerda en el cruce que separa los tramos 0 y 1 es menor.

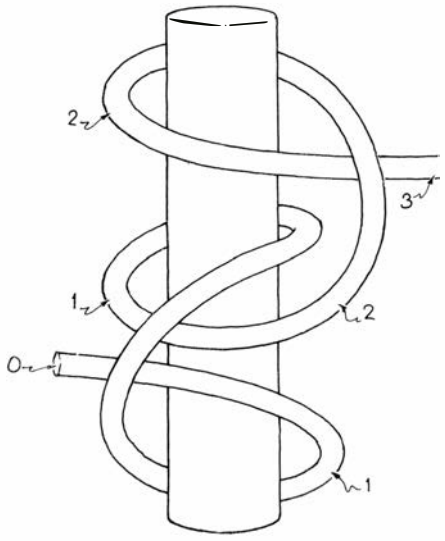
Este nudo modificado no es tan firme como el nudo constrictor usual. ¿Es



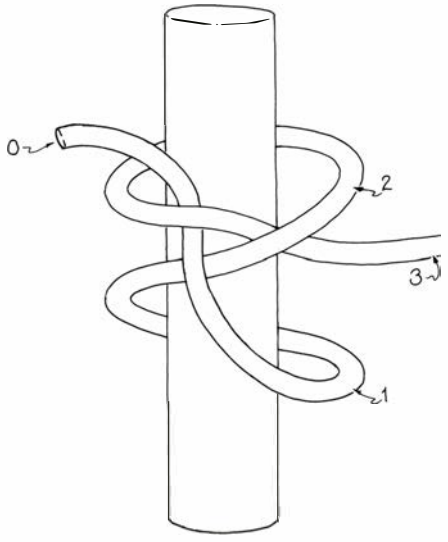
5. Primer cruce en un ballestrinque



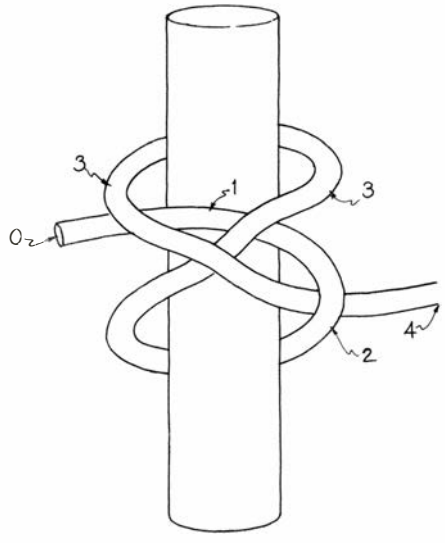
6. Ballestrinques modificados



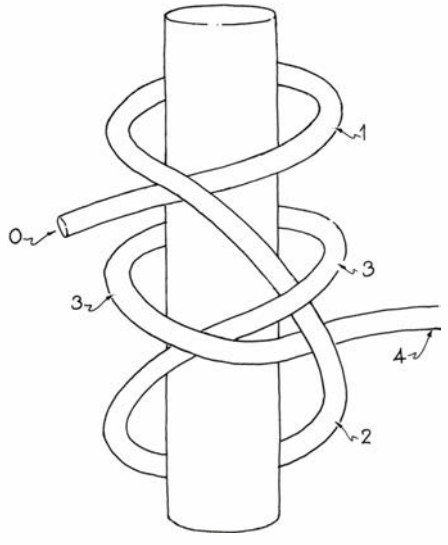
7. Ballestrinque doble



8. Nudo de palangre



9. Nudo constrictor



10. Nudo constrictor modificado por Benjamin F. Bayman

mejor que otro en el que el tramo 1 no está remetido en absoluto? No, remeter el tramo 1 bajo sí mismo no sirve para nada. Para que éste no se deslice por el cruce que lo separa del tramo 2, u debe ser mayor que $1/2e$.

Supongamos que no sea así. ¿Salvará al nudo el bucle extra del tramo 1? No, pues el cruce sobre sí mismo requiere que u sea mayor que $1/e$ para que el nudo no resbale. Por tanto, si el resto del mismo comienza a ceder, ello no lo impedirán la vuelta y el cruce adicional del tramo 1. Lo mismo hubiera sido olvidarse de ellos; o mejor aún, hacer un nudo constrictor completo.

En la figura 11 se representa un nudo en el que la cuerda abandona el nudo paralelamente a la barra. Puede que sea mejor que el ballestrinque. No he podido encontrarle nombre; pero como se parece al que se hace para unir el sedal a un anzuelo liso (sin ojo para enhebrarlo), voy a llamarle nudo de anzuelo.

Al resolver el sistema de desigualdades correspondientes a este nudo, he encontrado (con las hipótesis que hemos supuesto válidas) que el nudo de anzuelo impone a u el mismo valor que el ballestrinque. En ambos casos el tramo 1 trata de tirar del extremo libre a través de un cruce. Asimismo, en ambos casos, la tracción en la parte superior del cruce vale T_1 multiplicada por el coeficiente equivalente a una vuelta completa; o sea, eT_1 a lo más. Para que la cuerda se mantenga firme, u debe ser mayor que $1/e$. Y, aunque los dos nudos parecen distintos y pueden aplicarse a usos diferentes, son iguales en su capacidad para soportar una carga arbitrariamente grande.

Cuando un cordel o sedal hay que atarlo a un anzuelo recto, es recomendable darle varias vueltas en torno al astil y luego reforzar la atadura con varios cruces. ¿Qué eficacia presentan las vueltas adicionales? ¿Cambia de modo importante el valor obligado de u al añadir una vuelta más?

Al resolver el sistema de desigualdades consiguiente, me encontré con que, a cada vuelta adicional, el valor mínimo de u sufre una disminución acusada. Para el nudo de la figura, el valor de u debe ser mayor que $1/(e + e^2 + e^3)$. Si se suprime una vuelta, de la fórmula desaparece el término e^3. O sea, como e es mayor que la unidad, la pérdida de una vuelta puede tener un efecto importante.

En la figura 12 se representa un nudo de escota, llamado nudo de tejedor en tierra firme, cuya misión puede ser unir

una cuerda de poco diámetro a una soga más gruesa en forma de *U*. Partiendo de su extremo libre, la cuerda rodea la *U* una vez y luego se vuelve sobre sí misma antes de pasar por el codo de la *U* en dirección a la carga.

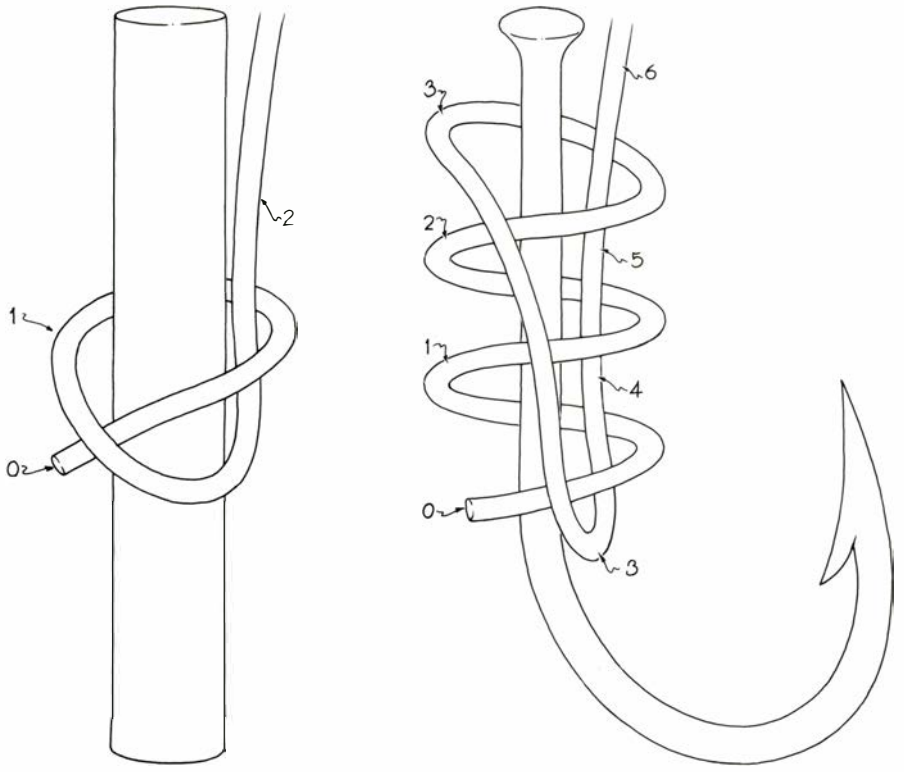
En este nudo, la «trabazón» hay que buscarla en el cruce. En éste, la parte de cuerda situada encima está sometida a una tracción elevada, casi tanto como la del tramo bajo plena carga. La parte de cuerda situada bajo el cruce está, por tanto, fuertemente comprimida contra la soga. Si el cruce cede, cederá todo el nudo.

Para estudiar la condición que impone el frotamiento en el nudo de escota hice algunas hipótesis. En primer lugar, supuse que la soga es suficientemente dura y rígida para que la parte inferior del cruce pueda quedar comprimida entre la parte superior y la soga. Supuse también que la vuelta en torno a la *U* es igual a una vuelta en torno a una barra de gran diámetro. Dentro de las limitaciones que suponen estas hipótesis, la condición para que la cuerda resista es que u sea mayor que $1/e$, al igual que en el ballestrinque. O sea, éste y el nudo de escota son de la misma clase.

El nudo de escota puede mejorarse arrollando más veces la cuerda en torno a la *U* antes de hacer el cruce y pasarla por el codo de la *U*. Cada una de las vueltas de más acrecienta la eficacia del cruce porque amplía la diferencia entre las tracciones en las partes superior e inferior del mismo.

Los nudos que les he presentado pueden estudiarse todos resolviendo sistemas de inecuaciones. Bayman ha ideado un procedimiento más rápido que se basa en un determinante que construye con los coeficientes de las distintas inecuaciones. Cuando e y u tienen los valores críticos para los cuales la cuerda se encuentra al borde del resbalamiento el sistema de inecuaciones pasa a ser un sistema de ecuaciones. Eso significa que, para esos valores de e y u, el determinante es nulo. Entonces se iguala a cero el determinante, se desarrolla del modo acostumbrado y de la ecuación resultante se despeja u. Para que el nudo resista bajo carga, u debe ser mayor que este valor.

Para construir el determinante se empieza por analizar la cuerda dividiéndola en tramos. El extremo suelto se rotula 0 como siempre. Los tramos sucesivos se definen como trozos de cuerda que se inicia cada uno en la parte inferior de un cruce y acaba cuando pasa por debajo de otro. El determinante se despliega en un cuadro rotulado i verticalmente y j horizontalmente. Estas letras representan los distintos trechos del nudo. No se incluyen el tramo 0 ni el último (el que trabaja a plena carga).



11. Nudos para anzuelo

El determinante se rellena por filas (hileras horizontales). Dentro de cada una de éstas los espacios bajo cada valor de j se determinan de acuerdo con tres reglas: (1) Si j es igual a i, en el espacio aparece un 1, (2) si j es el tramo donde comienza i, en el espacio figura $-ue^n$, donde n es el número de vueltas que da j antes de pasar por encima de i; (3) si j es el trecho inmediatamente anterior a i, en el espacio aparece e^n, siendo n el número total de vueltas que tiene el trecho anterior.

En la figura 13 se presenta, con su desarrollo, el determinante correspondiente al nudo constrictor completo. La fila de arriba corresponde al tramo 1, la fila del centro al tramo 2 y la de abajo al tramo 3. En la fila de arriba j e i son iguales para el primer espacio, por lo que en éste se pone un 1. Las demás reglas no producen más términos para este espacio. Tampoco los producen para el espacio bajo $j = 2$, y éste se deja con un cero.

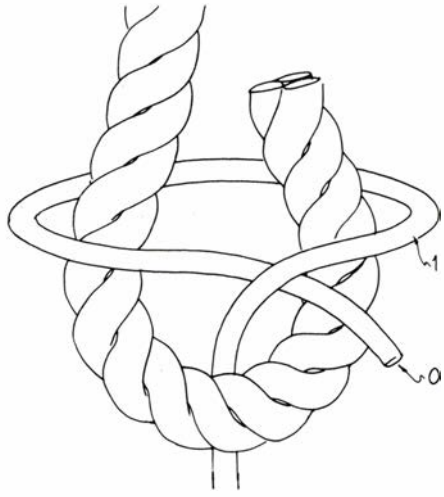
El espacio bajo $j = 3$ sí que tiene contenido, pues el tramo 1 se inicia bajo el tramo 3. Como éste ha dado una vuelta completa cuando se cruza por encima del comienzo del tramo 1, el valor de n para el término con que contribuye la segunda regla es 1.

La segunda fila pertenece al tramo 2 del nudo. En el espacio bajo $j = 2$ figurará un 1, pues j e i son iguales. El espacio bajo $j = 1$ responde del tramo del nudo inmediatamente anterior al tramo 3. El tramo 1 no da ni una vuelta completa, por lo cual el término que hay que colocar, según la regla 3, es $-e^0$, o sea -1.

El espacio bajo $j = 3$ se refiere al comienzo del tramo 2. Como se inicia bajo el tramo 3 antes de que éste haya dado una vuelta, su contribución al determinante será $-ue^0$, término que se reduce a $-u$.

La fila inferior del determinante pertenece al tramo 3 del nudo. El espacio bajo $j = 1$ no contribuye. En el espacio bajo $j = 2$ aparece $-e$, pues el tramo 3 lo precede al tramo 2, que tiene una vuelta completa. Según dictan las tres reglas, el espacio bajo $j=3$ contribuye con dos términos. Por la igualdad de j e i aparece un 1. A éste hay que añadirle otro término por el hecho de que el tramo 3 comienza bajo sí mismo tras haber dado una vuelta. Este segundo término será, pues, $-ue^1$, o sea $-ue$.

Una vez construido el determinante se iguala a cero y se desarrolla multiplicando los términos en diagonal o reduciéndolo a determinantes más pequeños. Así resulta una ecuación en la que



12. Nudo de escota

figuran u y e. La expresión de u que se despeja en esta ecuación es precisamente el valor crítico de u. Si éste es menor que dicho valor crítico, la cuerda se escurrirá porque los cruces no soportarán la tracción. Si u es mayor que el valor crítico, cabe esperar que la cuerda resista la carga.

Acerca de los nudos se puede estudiar muchísimo más. Además de indagar de qué modo crear nudos nuevos, o de perfeccionar los ya conocidos, podría ser muy interesante adentrarse en el estudio teórico y reforzarlo. Por ejemplo, Bayman señala que no todos los cruces son iguales en su aptitud para comprimir un trozo de cuerda subyacente, especialmente cuando un tramo de cuerda forma la parte superior de varios cruces contiguos. Si alguien consigue desarrollar más la teoría, o si da con algún nudo nuevo de interés, recibiré con sumo agrado sus noticias.

	$j=1$	$j=2$	$j=3$
$i=1$	1	0	$-ue$
$i=2$	-1	1	$-u$
$i=3$	0	$-e$	$1-ue$

Determinante $= 1-ue(2+e)=0$

$u=\frac{1}{e(2+e)}$ en el caso crítico

13. Determinante del nudo constrictor

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

QUIMICA EN FASE SOLIDA

THE USE OF INSOLUBLE POLYMER SUPPORTS IN ORGANIC CHEMICAL SYNTHESIS. C. C. Leznoff en *Chemical Society Reviews, London*, vol. 3, páginas 65-85; 1974.

SOLID PHASE SYNTHESIS. Dirigido por E. C. Blossey y D. C. Neckers. Halsted Press (John Wiley & Sons, Inc.), 1975.

POLYMER SUPPORTED REACTIONS IN ORGANIC SYNTHESIS. Dirigido por P. Hodge y D. C. Sherrington. John Wiley & Sons Inc., 1980.

HETEROGENEOUS ORGANIC SYNTHESIS USING FUNCTIONALISED POLYMERS. Ahmed Akelah, en *Synthesis* (Georg Thieme Verlag), págs. 413-438; 1981.

PURIFICACION Y FABRICACION DE INTERFERONES HUMANOS

INTERFERONS. Dirigido por S. Pestka en *Methods in Enzymology*, Parte A, vol. 78; Parte B, vol. 79; 1981.

AMINO ACID SEQUENCE OF A HUMAN LEUKOCYTE INTERFERON. Warren P. Levy, Menachem Rubinstein, John Shively, Ursino Del Valle, Chen-Yen Lai, John Moschera, Larry Brink, Louise Gerber, Stanley Stein y Sidney Pestka en *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, vol. 78, n.º 10, págs. 6186-6190; octubre, 1981.

THE INTERFERON SYSTEM: A REVIEW TO 1982. Samuel Baron, Ferdinando Dianzani y G. John Stanton en *Texas Reports on Biology and Medicine*, vol. 41, Parte 1, Parte 2; 1982.

THE HUMAN INTERFERONS — FROM PROTEIN PURIFICATION AND SEQUENCE TO CLONING AND EXPRESSION IN BACTERIA: BEFORE, BETWEEN, AND BEYOND. Sidney Pestka en *Archives of Biochemistry and Biophysics*, volumen 221, n.º 1, págs. 1-37; 15 de febrero de 1983.

CAMPOS MAGNETICOS EN EL COSMOS

THE SOLAR WIND. E. N. Parker en *Scientific American*, vol. 210, n.º 4, págs. 66-76; abril, 1964.

COSMICAL MAGNETIC FIELDS: THEIR ORIGIN AND THEIR ACTIVITY. E. N. Parker. Oxford Univesity Press, 1979.

MAGNETIC STARS. E. F. Borra, J. D. Landstreet y L. Mestel en *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, vol. 20, págs. 191-220; 1982.

MATERIA INTERESTELAR EN METEORITOS

COMPOUNDS IN METEORITES AND THEIR ORIGINS. R. Hayatsu and E. Anders en *Topics in Current Chemistry*, volumen 99, págs. 1-34; 1981.

NOBLE GASES IN METEORITES: EVIDENCE FOR PRESOLAR MATTER AND SUPERHEAVY ELEMENTS. E. Anders en *Proceedings of the Royal Society of London, Series A*, vol. 374, n.º 1757, págs. 207-238; 4 de febrero de 1981.

INTERSTELLAR CARBON IN METEORITES. P. Swart, M. Grady, C. Pillinger, R. Lewis y E. Anders en *Science*, en prensa.

LAS DEFENSAS QUIMICAS DE LOS TERMES

CHEMICAL DEFENSE BY TERMITE SOLDIERS. Glenn D. Prestwich en *Journal of Chemical Ecology*, vol. 5, págs. 459-480; 1979.

CHEMISTRY, DEFENSE AND SURVIVAL: CASE STUDIES AND SELECTED TOPICS. Thomas Eisner en *Insect Biology in the Future*, dirigido por Michael Locke y David S. Smith. Academic Press, 1980.

CHEMICAL SELF-DEFENSE BY TERMITE WORKERS: PREVENTION OF AUTOTOXICATION IN TWO RHINOTERMINIDS. Stephen G. Spanton y Glenn D. Prestwich en *Science*, en prensa.

DECISIONES RACIONALES COLECTIVAS

SOCIAL CHOICE AND INDIVIDUAL VALUES. Kenneth J. Arrow. John Wiley & Sons, Inc., 1963.

AGGREGATION OF PREFERENCES. Donald J. Brown en *Quartely Journal of Economics*, vol. 89, n.º 3, págs. 456-469; agosto 1975.

CHOICE, WELFARE AND MEASUREMENT. Amartya Sen. The MIT Press, 1982.

ACYCLIC COLLECTIVE CHOICE RULES. Douglas H. Blair y Robert A. Polak en *Econometrica*, vol. 50, n.º 4, págs. 931-943; julio, 1982.

IGLESIAS NORUEGAS DE PIES DERECHOS

STAV OG LAFT I NORGE/EARLY WOODEN ARCHITECTURE IN NORWAY. Gunnar Bugge y Christian Norborg-Schulz. Byggekunst, Norske Arkitekters Landsforbund, Oslo, 1969.

NORWEGIAN STAVE CHURCHES. Roar Hauglid. Traducido al inglés por R. I. Christophersen. Dreyer, Oslo, 1970.

THE STAVE CHURCHES OF KAUPANGER. Kristian Bjerkens y Hans-Emil Lidén. Fabritius Forlag, Oslo, 1975.

NORSKE STAVKIRKER: BYGNINGSHISTORISK BAKGRUNN OG UTVIKLING. Roar Hauglid. Dreyer, Oslo, 1976.

TIPOGRAFIA DIGITAL

TRANSMISSION AND DISPLAY OF PICTORIAL INFORMATION. D. E. Pearse, Pentech Press, Ltd., 1975.

ANCIENT WRITING AND ITS INFUENCE. Berthold Louis Ullman. University of Toronto Press, 1980.

CHARACTER GENERATION BY COMPUTER. Ph. Coueignoux en *Computer Graphics and Image Processing*, vol. 16, págs. 240-269; 1981.

THE CONCEPT OF A META-FONT. Donald E. Knuth en *Visible Language*, vol. 16, n.º 1, págs. 3-27; invierno, 1982.

DIGITAL TYPEFACE DESIGNS. Charles Bigelow. Seybold Publications, 1983.

JUEGOS MATEMATICOS

TREES AND BALL GAMES. Raymond M. Smullyan en *Annals of the New York Academy of Sciences*, vol. 321, págs. 86-90; 1979.

PROVING TERMINATION WITH MULTISET ORDERINGS. Nachum Dershowitz y Zohar Manna en *Communications of the ACM*, vol. 22, n.º 8, págs. 465-476; agosto 1979.

ACCESSIBLE INDEPENDENCE RESULTS FOR PEANO ARITHMETIC. Laurie Kirby y Jeff Paris en *The Bulletin of the London Mathematical Society*, volumen 14, n.º 49, 4.ª parte, págs. 285-293; julio, 1983.

TALLER Y LABORATORIO

THEORY OF HITCHES. Benjamin F. Bayman en *American Journal of Physics*, vol. 45, n.º 2, págs. 185-190; febrero, 1977.

Taller y laboratorio

Cáusticas: curvas matemáticas generadas al proyectar luz a través de plástico ondulado

Jearl Walker

Las cáusticas son figuras de puntos y rayas luminosos que se forman cuando la luz llega a una superficie tras refractarse o reflejarse. Se las ve sobre un mantel si la luz se refracta en un vaso de vino blanco. Se forman en el fondo de una piscina cuando la luz solar se refracta en las ondas de la superficie. Pero yo las prefiero cuando se dirige un rayo láser a través de un trozo de plástico, irregularmente ondulado, e ilumina una pantalla con una bella distribución de líneas luminosas. Entonces, el menor movimiento del plástico de un lado a otro del haz pone en danza las imágenes luminosas que crean un abigarrado conjunto de nuevos dibujos.

Las figuras cáusticas pueden ser simples o complejas. Materiales distintos originan dibujos distintos. ¿Es infinito el número de figuras posibles, o bien cabe clasificarlas en grupos de dibujos elementales? Hasta hace muy poco, pensaba que el número de figuras era infinito. Pero descubrimientos recientes en el campo de la óptica han revelado que es posible estudiarlas de un modo ordenado. Se sabe ahora que existen sólo unos cuantos dibujos fundamentales, los cuales reciben el nombre de catástrofes elementales.

Tal clasificación se basa en la teoría de catástrofes, método matemático creado en los años setenta por René Thom, del Institut des Hautes Études Scientifiques, de Bures-sur-Yvette, Francia. Michael Berry, de la Universidad de Bristol, ha aplicado esta teoría al estudio de las cáusticas. En los trabajos de éste he basado mi artículo.

Con el propósito de observar cáusticas utilicé el haz de un láser de helio-neón, dirigiéndolo a través de una lámina de plástico transparente de superficie ondulada. Procedía de la tapa de un portalámparas de fluorescentes. Lejos de ser un dibujo uniforme, poseía algo parecido a una distribución caprichosa de salientes y entrantes. A cierta distancia del plástico situé una pantalla para recoger las cáusticas.

Sin más que mover el plástico a través del haz se me ofrecía un gran número de cáusticas en sucesión rápida. Las había que eran simples líneas curvas; otras, muy complicadas, dibujaban líneas luminosas que se solapaban. Acompañando a las cáusticas aparecían también figuras de interferencia, lo que indicaba que las ondas luminosas se interferían constructiva y destructivamente en la pantalla. Centré mi atención exclusivamente en las cáusticas.

Las figuras cáusticas pueden descomponerse en varios elementos fundamentales. El tipo más corriente es una curva suave resultante de lo que se llama una catástrofe en pliegue. Además, la figura puede contener un punto brillante, un punto cuspidal, una cola de golondrina, un triángulo, una mariposa o un punto anguloso. Estos elementos fundamentales se derivan de las distintas catástrofes elementales que tienen lugar al refractarse el haz de láser en el plástico ondulado.

Obtuve también cáusticas con un portaobjetos de microscopio cubierto de una capa de pegamento plástico, de espesor desigual. Para estos ensayos la luz láser resulta muy adecuada porque apenas si se abren sus rayos. La luz solar, al desparramarse mucho más, propende a enmascarar algunos de los dibujos cáusticos fundamentales. Sirve cualquier otro foco luminoso, siempre que se halle suficientemente alejado de la sustancia refringente para que parezca una fuente puntual, pues sólo entonces el ensanchamiento de los rayos será lo bastante reducido para que la sustancia refractante dé unas imágenes cáusticas nítidas.

Basta la luz solar para disfrutar de alguna figura cáustica curiosa. Viértase una gota de agua en un portaobjetos, que sostendremos encima de una superficie plana. En ésta aparecerá una figura que presentará cáusticas cuspidales repartidas por todo el perímetro.

Para abordar la teoría de catástrofes y su relación con la óptica, consideraré las cáusticas que puede generar una onda plana que atraviese una sustancia transparente, una lámina de plástico por ejemplo. Antes de que la luz llegue a la hoja, se propaga en el sentido positivo del eje z, tal como se representa en la figura 3. La noción de superficie de onda facilita mucho el seguimiento del avance de una onda luminosa. Se trata de una superficie imaginaria donde todas las porciones de la onda están en fase. Por ejemplo, si la luz se considera a la manera de una onda formada por crestas y senos, en un instante estarán pasando, por esa superficie imaginaria, únicamente crestas. Poco después la atravesarán únicamente senos.

La forma de la superficie de onda se expresa matemáticamente mediante una función f de la distancia entre un punto cualquiera de la superficie y un plano subyacente x-y, que hace de plano de referencia. Cuando la luz es una onda plana, f es muy sencilla: la superficie de onda es plana y paralela al plano x-y. Así, todos los puntos de la superficie de onda se encuentran a la misma distancia del plano x-y y f es sólo una constante.

La idea de rayo luminoso ayuda también mucho a imaginar de qué modo avanza una onda. Un rayo es un vector que apunta en la dirección de propagación de la luz. Por eso, cuando hay que representar un rayo en una porción de una superficie de onda, se dibuja perpendicular a ésta. Y si la onda luminosa es plana, los rayos se dibujan sin mayor problema: todos son paralelos.

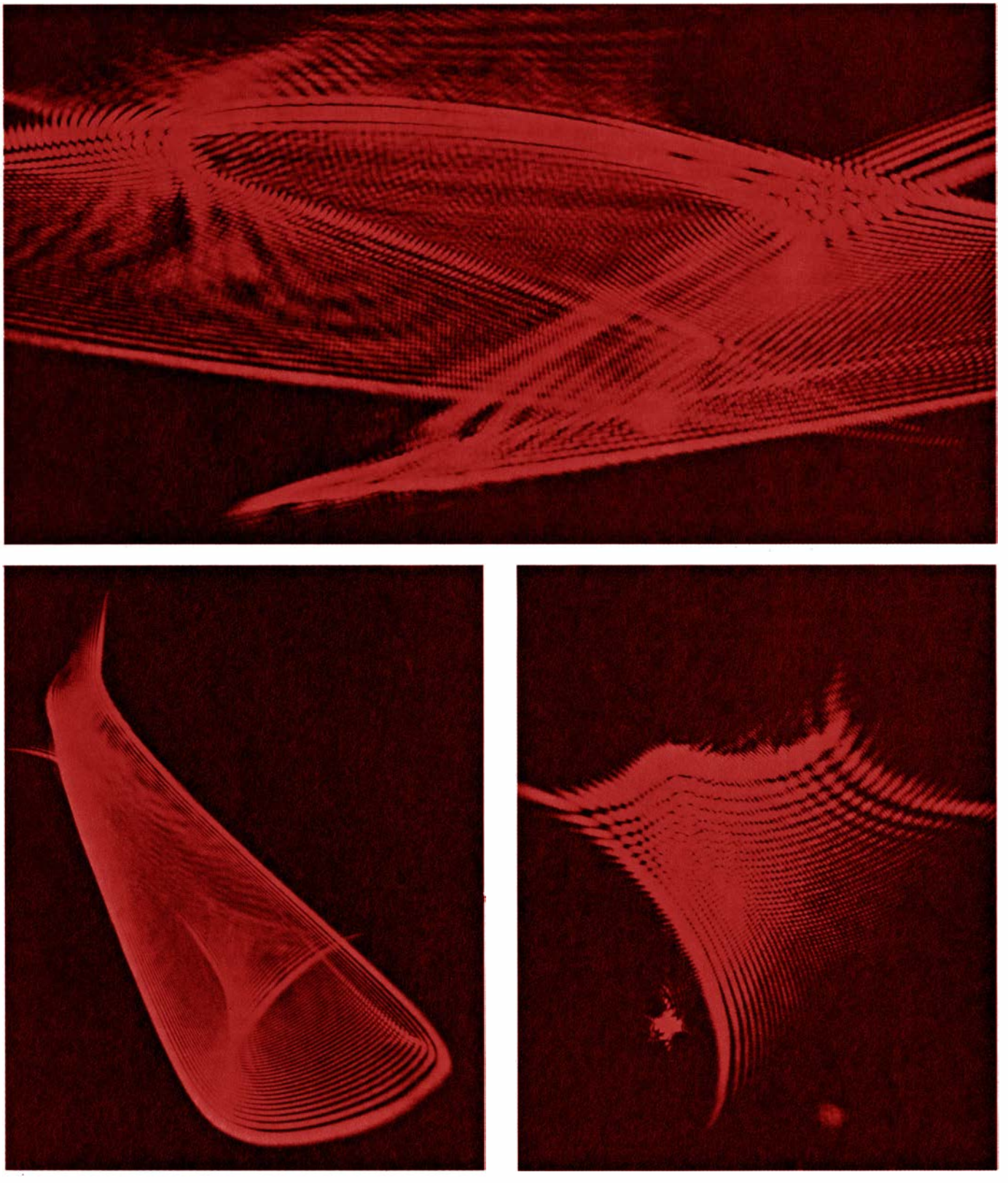
Cuando la onda luminosa atraviesa una lámina de plástico ondulado, la representación de la superficie de onda y los rayos no es tan inmediata. Voy a exponerles algunos de los resultados posibles puesto que, generalmente, se desconoce la forma de la superficie del plástico. Para simplificar, impondré dos restricciones a dicha forma. Primera, la ondulación de la superficie será suave, sin aristas agudas ni dibujos preconcebidos. Las crestas afiladas complicarían el estudio y un dibujo preconcebido podría dominar en la imagen luminosa proyectada en la pantalla. Segunda, las ondulaciones de la superficie deben ser mayores que la longitud de onda de la luz visible, para evitar que la figura sea exclusivamente de interferencia.

Cuando la onda luminosa atraviesa la lámina de plástico, se refracta en un gran número de direcciones. De ese modo, la superficie de onda deja de ser plana y los rayos ya no corren paralelos al eje z. Además, la función que da la posición de cada punto de la superficie de onda perderá su carácter de constante. Todo punto que esté en un saliente de la superficie de onda se habrá aleja-

do del plano *x-y*; por contra, todo punto que esté en una depresión se habrá acercado.

Cuando a esta representación se añadan los rayos, deberán permanecer perpendiculares a la superficie de onda en todos los puntos en los que se dibujen y, como dicha superficie ya no es plana, resultará que los rayos apuntarán en múltiples direcciones. La parte de onda luminosa que atraviesa una porción dada de la superficie de onda se propaga en la dirección del rayo asignado a esa porción de superficie. Por ello, cuando la luz haya atravesado el plástico, será más trabajoso seguir los pormenores de la propagación de la onda luminosa completa.

Más avanzado el eje *z* se encuentra la pantalla. En ella se observan los resultados de la distorsión que produce el plástico sobre la onda luminosa. Si el plástico fuese plano, la pantalla aparecería iluminada uniformemente. Con



1. Grupo de cáusticas de luz láser

plástico ondulado puede que gran parte de la pantalla se ilumine parcialmente, pero en algunos lugares aparecerán las cáusticas de luz concentrada. Los puntos de éstas se forman con los rayos de luz que en esa zona de la pantalla concentra la lámina de plástico.

Me proponía clasificar los tipos de figuras que pueden aparecer en la pantalla sin referencia alguna acerca de la estructura superficial de la lámina de plástico. La labor consiste en deducir los tipos de figura posibles analizando los tipos de forma que puede presentar una superficie de onda. La teoría de catástrofes predice que dicha superficie sólo ofrecerá un número limitado de formas distinguibles. En consecuencia, sobre la pantalla sólo aparecerán un número limitado de figuras cáusticas fundamentales. Entonces, como toda figura cáustica, por complicada que sea, puede descomponerse en esas figuras fundamentales, la forma de la superficie de onda podrá describirse inmediatamente, pese a que se desconozcan los detalles concernientes a la superficie del plástico.

Para determinar las formas posibles de las cáusticas hay que examinar la curvatura de la superficie de onda. En la figura 5 se representa un corte de un saliente de dicha superficie. Se incluye el eje x del plano x-y subyacente. Veamos de qué modo se curva esta sección respecto a ese eje x. Dos zonas de la misma son curvas y hay una parte (la inflexión en el costado del saliente) que no lo es. Los rayos procedentes de las zonas curvas se desparramarán por la pantalla sin agruparse. Los rayos procedentes de la parte recta se concentrarán en un punto contribuyendo así a la formación de una cáustica.

Esta figura corresponde sólo a una sección de la superficie de onda. Junto a ella podrá representarse otra por debajo de la cual habrá que volver a dibujar parte del plano x-y subyacente. Por comodidad llamaré también x a esta dirección, aunque pueda diferir de la dirección de la primera rebanada.

Una parte de la falda de esta segunda sección carece de curvatura. Acaso esta zona caiga un poco más alta o más baja sobre la falda que antes, pero este detalle no importa precisamente ahora. La cuestión es que siempre se puede hacer un corte en la superficie de onda y examinar la curvatura de esa sección. Si alguna parte de tal sección carece de curvatura, podrá contribuir a la formación de una cáustica en la pantalla.

Supongamos que se hayan localizado todos los lugares no curvos de una superficie de onda. En el plano x-y subyacente imaginemos una línea L que se encuentre precisamente debajo de todos esos puntos. La forma de esa línea L determina la forma de las cáusticas. Habitualmente L crea en la pantalla una línea luminosa suavemente curva, pero puede crear varias figuras cáusticas: las otras catástrofes elementales.

El análisis gráfico facilita notablemente el empleo de la teoría de catástrofes. Consideremos otra vez la ilustración de la sección de un saliente de la superficie de onda. Los rayos que parten de sus costados van a parar a distintos puntos de la pantalla. El eje a sirve para ubicarlos. (Esta ilustración puede ser engañosa, pues la pantalla ha tenido que representarse cercana a la superficie de onda.)

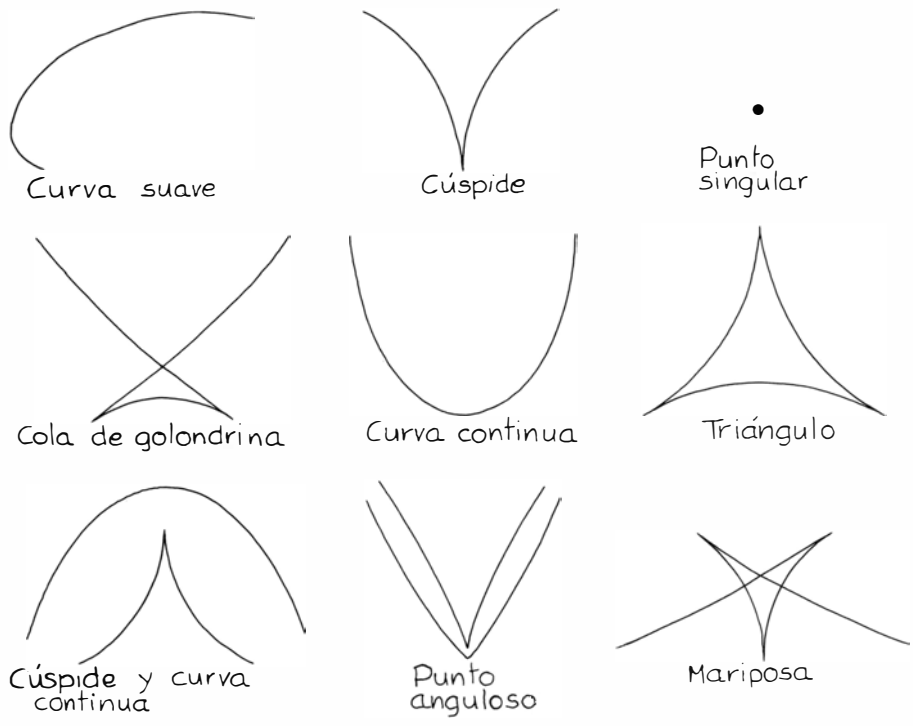
Los rayos que arrancan del fondo del saliente apuntan directamente hacia la pantalla. Pero a medida que ascendamos por la falda, comenzarán a apuntar más hacia la izquierda, hasta llegar a un límite, correspondiente a la zona sin curvatura de nuestro interés, a partir del cual comenzarán a apuntar cada vez menos hacia la izquierda, para volver a hacerlo directamente hacia la pantalla al llegar a la cima del saliente.

Como la pantalla está alejada de la superficie de onda, los rayos procedentes del fondo del saliente y de la cima van a parar juntos a la misma zona. Los rayos que salen desviados hacia la parte izquierda de la pantalla son los que parten de la ladera del saliente. En resumen, se tiene que los puntos de la superficie de onda (comprendidos entre el fondo y la cima del saliente) están enlazados mediante los rayos a puntos de la pantalla.

Esta conexión se expresa mejor en función de los valores de x (sobre el eje bajo la superficie de onda) y a (sobre el eje que cruza la pantalla). La figura 7 muestra la relación entre esos valores. Para los valores grandes de a hay dos zonas en la superficie de onda que contribuyen con rayos. Por ejemplo, las partes superior e inferior del saliente envían ambas sus rayos aproximadamente al mismo lugar. La óptica clásica permite calcular la intensidad luminosa en ese punto del eje a. Esos rayos no se concentran; la intensidad será, pues, inferior que en una cáustica.

Cerca del pliegue de la curva, el valor de a alcanza un límite que establecen los rayos provenientes de la falda del saliente. La curva se pliega para el valor límite; significa ello que a ese punto de a llegan un gran número de rayos procedentes de un intervalo de puntos de x. Según la óptica clásica, en el punto de plegamiento en a la intensidad es infinitamente grande. Tenemos ahí un punto cáustico.

Esta distribución es una catástrofe en pliegue. Expresión que implica que la relación gráfica entre los puntos x (asociados a la superficie de onda) y los puntos a (de la pantalla) presenta un plegamiento. La palabra catástrofe es la adecuada. Los puntos de a separados de la cáustica reciben una sencilla contribución de rayos; un rayo procedente



2. Clasificación de las figuras cáusticas

de un valor de x grande y otro de un valor reducido. Pero conforme se van considerando puntos cada vez más cercanos al pliegue, los rayos se apiñan bruscamente para producir una mancha brillante en el punto de doblez de a.

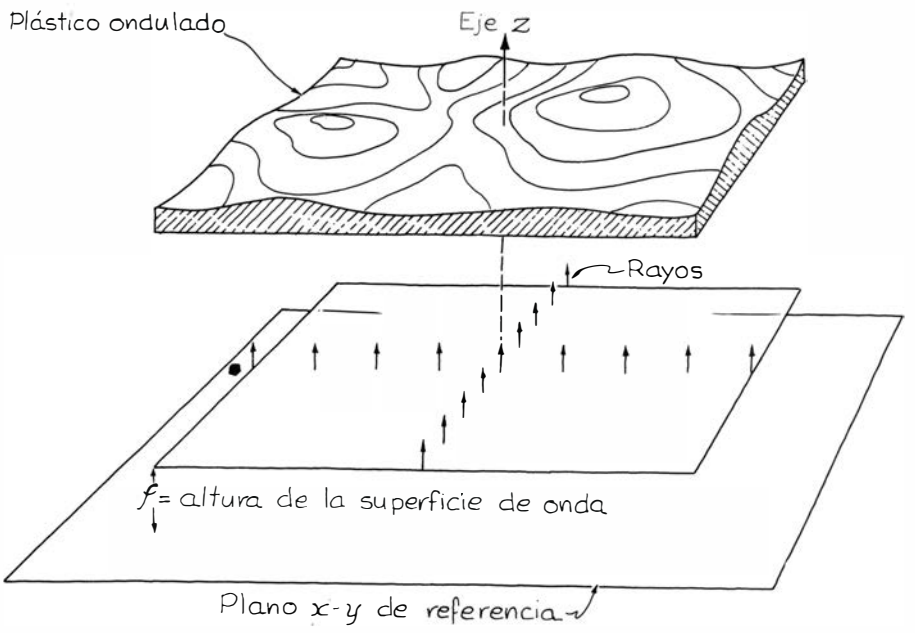
Las relaciones algebraicas entre los valores de x y a para las catástrofes elementales acostumbran a expresarse mediante funciones generadoras. Estas funciones se reseñan en la figura 8. Para la catástrofe en pliegue se necesitan dos variables: a, variable de control, y x, variable de estado. Para obtener la relación entre a y x, en el caso de la catástrofe en pliegue, se deriva respecto a x y luego se iguala a cero la función generadora correspondiente. En la figura 7 se ilustra la expresión resultante.

Hemos visto ya que toda porción de una superficie de onda tiene la posibilidad de crear un punto luminoso en la pantalla. Supongamos que las porciones vecinas a ésta contribuyan, asimismo, cada una con un punto luminoso. Este rosario de puntos luminosos forman una línea cáustica suavemente curva, que es la figura que más corrientemente produce una lámina de plástico ondulado interpuesta en un haz de láser. Los puntos de la cáustica son resultado, cada uno, de una catástrofe en pliegue procedente de una porción de la superficie de onda carente de curvatura respecto a una dirección del plano x-y subyacente. La línea L que discurre por debajo de esas porciones de la superficie de onda se transforma, a través de los rayos, en la cáustica que se ve en la pantalla.

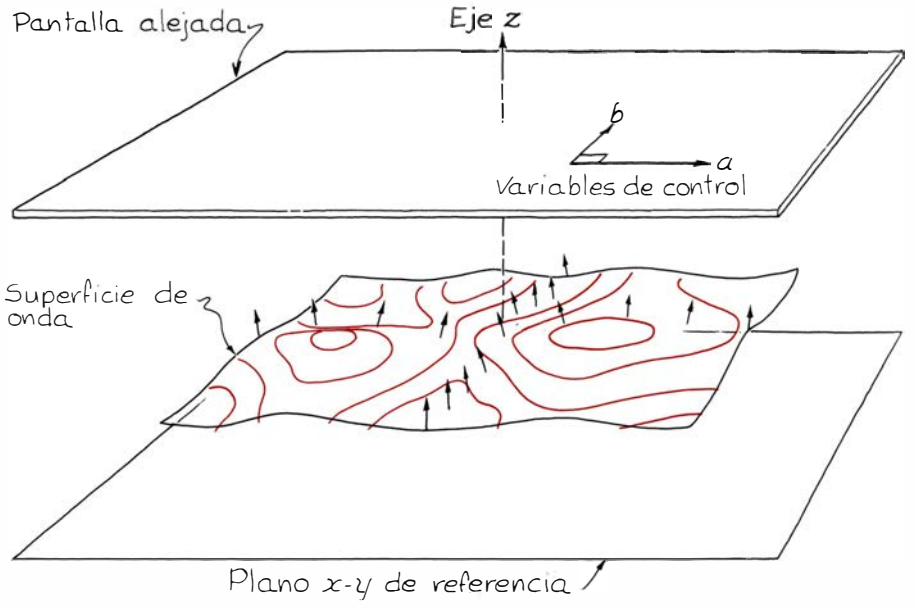
Una catástrofe cuspidal es algo más complicada. En ella interviene la misma variable de estado x en lo que se refiere a la superficie de onda, pero se acompaña de una nueva variable de control b, además de la variable a empleada anteriormente. La relación algebraica entre x, a y b se obtiene derivando la función generadora adecuada respecto a la variable de estado x e igualando a cero el resultado.

Para entender esta relación algebraica también aquí nos ayudará mucho una representación gráfica, ahora tridimensional. Tal como se muestra en la figura 9, dos de las dimensiones de la representación se asignan a las variables de control a y b, mientras que la dimensión vertical se asigna a la variable de estado x.

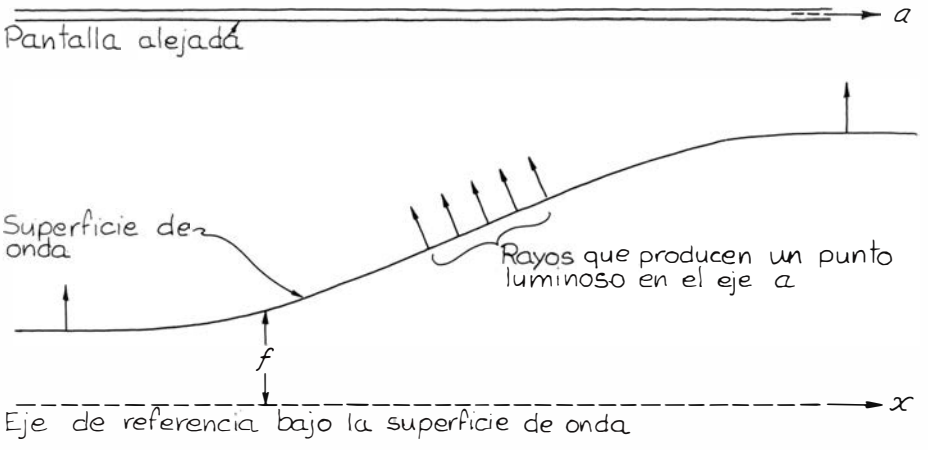
El plano inferior de la figura es el espacio de control y, en realidad, representa la pantalla. Por encima de éste se halla una superficie con un doblez cuya forma depende de la expresión que se



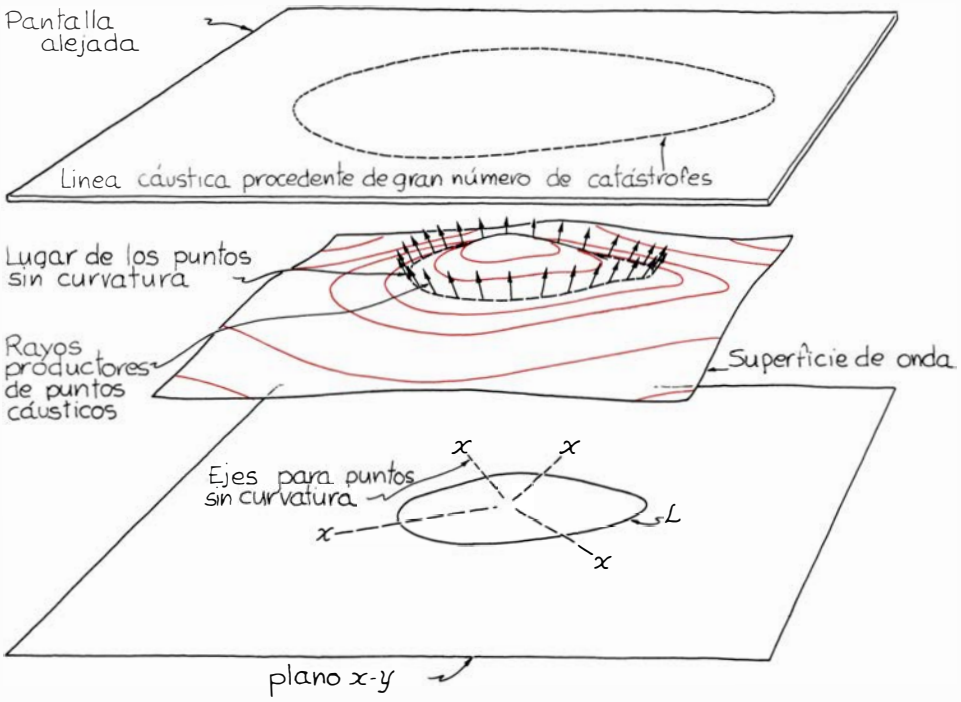
3. Superficie de una onda luminosa antes de llegar al plástico



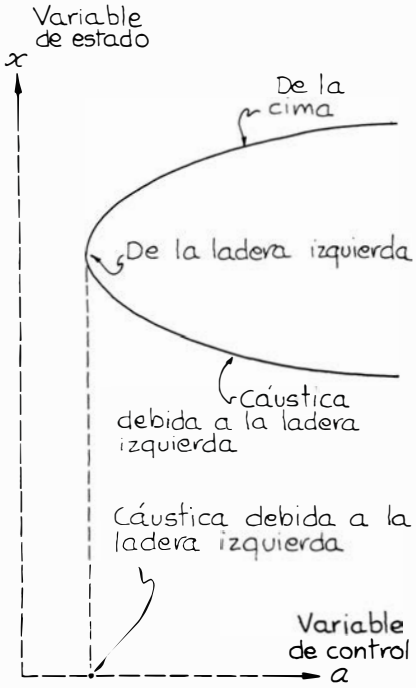
4. Superficie de onda después de atravesar el plástico



5. Rayos procedentes de una falda de la superficie de onda



6. *Así se forma una cáustica de curvatura suave*



7. *Representación gráfica de una catástrofe en pliegue*

obtiene al derivar la función generadora. (No hay que engañarse pensando que tal superficie es visible o tangible. Se trata exclusivamente de la relación matemática entre los puntos señalados *x* en la superficie de onda y los puntos *a* y *b* en la pantalla.)

Lo que se ve en la pantalla es la proyección de la superficie con el doblez sobre la superficie *a-b* de la representación gráfica. Tal proyección es una cúspide luminosa. O sea, si una lámina de plástico ondulado produce una superficie de onda del tipo adecuado, en la pantalla veremos un punto cáustico cuspidal y no la línea cáustica de curvatura suave que se forma a base de una serie de catástrofes en pliegues simples.

¿Qué tipo de superficie de onda produce una cúspide? Una catástrofe en pliegue es resultado de una zona de la superficie de onda que no posee curvatura a lo largo de una dirección del plano *x-y*. Llamaré *x* a esa dirección para una sección cualquiera de la superficie de onda. La línea *L* pasa por todos los puntos del plano *x-y* situados debajo de todos los lugares de la superficie de onda carentes de curvatura. En cada uno de los puntos de *L* pueden trazarse unos ejes *x* e *y* tales que *x* tenga la dirección sin curvatura correspondiente a la parte de la superficie de onda situada precisamente encima de cada punto.

En general, el eje *x* tendrá, en cada punto, una dirección diferente de la que ostenta la línea *L* en ese punto. Ahora bien, si la forma de la superficie del plástico es la conveniente, en la superficie de onda puede haber una zona en la cual el eje *x* coincida allí con la dirección de *L*. Los rayos procedentes de esa zona van a parar a la pantalla formando una cúspide luminosa.

En la figura 10 se señala un aspirante a constituir una zona de ese tipo en la superficie de onda. Las zonas sin curvatura forman una línea que discurre por la falda de un saliente, lo culmina y luego vuelve a discurrir por la falda. Consideremos la forma de *L* inmediatamente por debajo de esa línea. Atendamos asimismo a la dirección sin curvatura para los puntos de *L*. Para todo punto de *L* alejado de la zona de ascensión, la dirección sin curvatura no coincide con *L*. Por tanto, dichos puntos contribuirán sólo con catástrofes en

Catástrofe	Variables de control	Variables de estado	Función generadora	Derivada primera
En pliegue	a	x	$\frac{1}{3}x^3 - ax$	$x^2 - a = 0$
Cuspidal	a,b	x	$\frac{1}{4}x^4 - ax - \frac{1}{2}bx^2$	$x^3 - a - bx = 0$
Cola de golondrina	a,b,c	x	$\frac{1}{5}x^5 - ax - \frac{1}{2}bx^2 - \frac{1}{3}cx^3$	$x^4 - a - bx - cx^2 = 0$
Mariposa	a,b,c,d	x	$\frac{1}{6}x^6 - ax - \frac{1}{2}bx^2 - \frac{1}{3}cx^3 - \frac{1}{4}dx^4$	$x^5 - a - bx - cx^2 - dx^3 = 0$
Umbílico hiperbólica	a,b,c	x,y	$x^3 + y^3 + ax + by + cxy$	$3x^2 + a + cy = 0$ $3y^2 + b + cx = 0$
Umbílico elíptica	a,b,c	x,y	$x^3 - xy^2 + ax + by + cx^2 + cy^2$	$3x^2 - y^2 + a + 2cx = 0$ $-2xy + b + 2cy = 0$

8. *Relaciones algebraicas para seis catástrofes elementales*

pliegues simples. Vistos en conjunto se presentan en la pantalla cual líneas cáusticas de curvatura suave. En las zonas de ascensión, la dirección de L coincide con la dirección sin curvatura. Y de ahí que los rayos correspondientes produzcan en la pantalla la punta aguzada de una cáustica cuspidal.

La representación gráfica de la catástrofe cuspidal ilustra la conexión entre los puntos a y b en la pantalla y los puntos x para un trayecto sobre una superficie de onda. Como antes, tal conexión se materializa mediante los rayos que parten de la falda en dirección a la pantalla. Para ponerla de manifiesto he numerado cinco tramos de un trayecto sobre la falda, al objeto de señalar dónde van a parar los rayos que salen de dichos tramos. Se tendrá presente otra vez que, en la realidad, la pantalla se encuentra mucho más lejos de la superficie de onda de lo que parece sugerir la ilustración. Recuérdese asimismo que la cúspide es probable que sea mucho más grande que la superficie de onda.

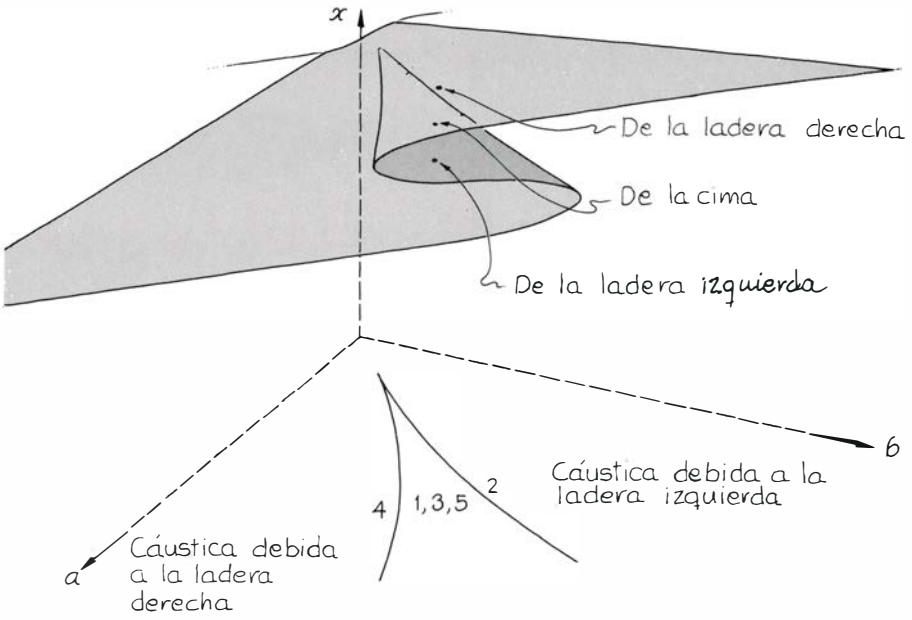
Los rayos procedentes de los tramos 1, 3 y 5 van a parar al centro de la cúspide. Conforme se asciende de un extremo al otro del tramo 2 los rayos se desvían cada vez más hacia la parte izquierda de la pantalla, de tal manera que, a lo largo de ese tramo, los rayos comienzan a arracimarse para formar el ala izquierda de la cáustica. Avanzando más saliente arriba, los rayos vuelven a incidir en la cúspide. El tramo 2 es, por tanto, responsable del ala izquierda de la figura cáustica.

Cuando empezamos a descender saliente abajo por el tramo 4, los rayos son enviados hacia la parte derecha de la pantalla y su apiñamiento responde de la línea cáustica de la derecha. Los rayos emitidos por debajo del tramo 4 de la falda inciden en la cúspide.

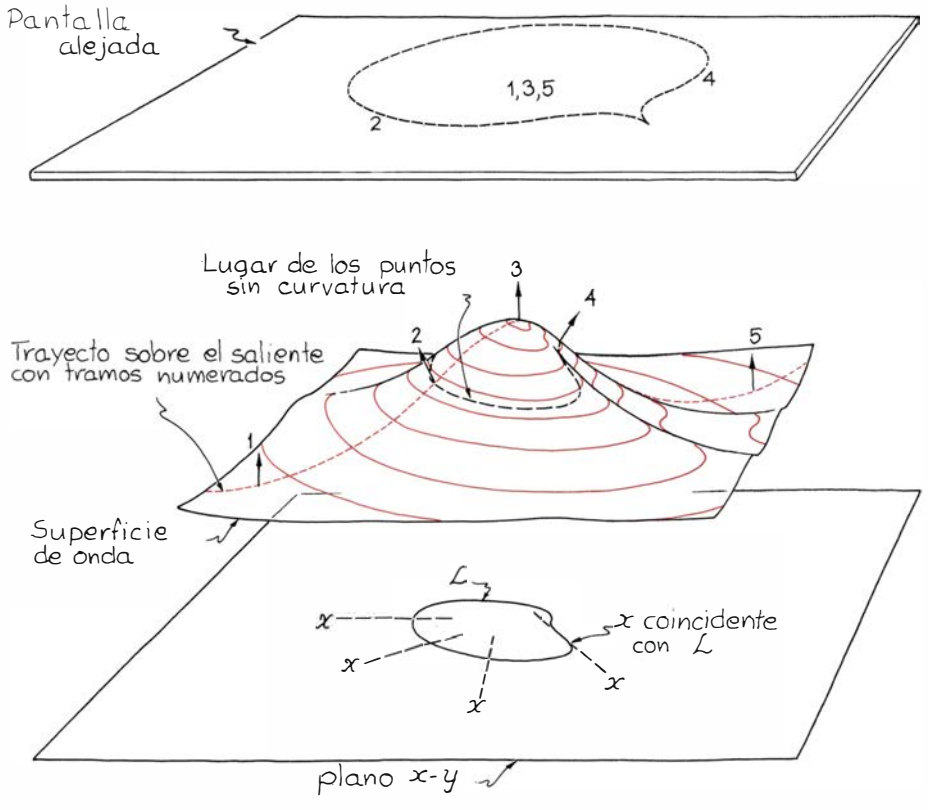
Para la representación tridimensional de la cáustica cuspidal cabe un análisis similar. En la ilustración he girado la cúspide para que pueda imaginarse el doblez contenido en la representación gráfica. He vuelto a colocar rótulos que indiquen a dónde van los rayos originados en el saliente de la superficie de onda. El borde de la cúspide rotulado 4 se halla debajo del pliegue y en la hoja superior. El otro borde se halla bajo el pliegue y en la hoja inferior: el pliegue superior representa la conexión entre el costado derecho del saliente y un borde de la cúspide, mientras que el pliegue inferior corresponde al costado derecho y al otro borde.

Por fuera de la zona de la cúspide la pantalla aparece sin iluminar. Las porciones de la superficie con el doblez situadas por encima de esas zonas oscuras son ajenas y pueden eliminarse de la representación. Los puntos centrales de la cúspide se encuentran bajo tres hojas. La superior representa el enlace correspondiente a los rayos que salen del saliente por la ladera derecha, por debajo de la porción 4; la hoja intermedia a los rayos que proceden de la cima del saliente; y la de abajo a los que proceden de la porción con el número 1.

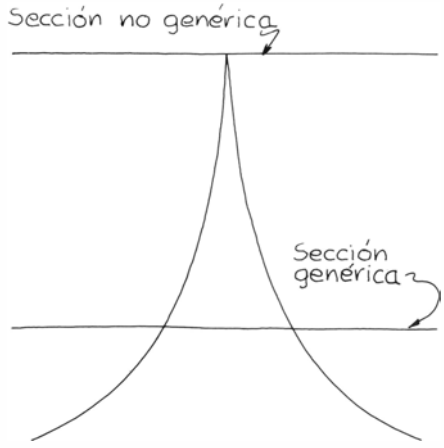
Consideremos seguidamente la parte de la superficie más próxima al punto donde el doblez desaparece. Ese punto recibe el nombre de singularidad y, en él, la representación gráfica corresponde a los rayos que se originan en la parte ascendente y que inciden sobre la



9. Representación de una catástrofe cuspidal



10. Creación de una catástrofe cuspidal



11. Secciones en una cáustica cuspidal

pantalla en la punta de la cúspide. Más allá, la superficie no tiene doblez, ni se producen cáusticas bajo esa porción.

Una parte de la teoría de catástrofes trata de la clasificación de las porciones de una catástrofe en genéricas y no genéricas. Estos términos podemos aclararlos valiéndonos de dos rectas que rebanen la figura cuspidal. Hagamos que la primera de ellas atraviese los dos bordes de la cúspide, muy lejos de la punta de ésta. Tal recta cortará dos catástrofes en pliegue, una por cada borde de la cúspide. De un seccionamiento así de la cáustica se dice que es genérico, en el sentido de que una leve alteración de la recta no produce una variación importante en el tipo o número de catástrofes que su traza cala. Efectivamente, acercando o alejando un poco la recta de la punta de la cúspide, seguirá pasando por dos bordes y, por ello, seguirá calando dos catástrofes en pliegue.

Sea ahora una recta que pase directamente por la punta de la cúspide. Tal recta calará únicamente una catástrofe en pliegue, la responsable precisamente de la punta de la cúspide. De este seccionamiento de la figura catastrófica se dice que es no genérico, en el sentido de que una leve alteración de la recta puede tener un efecto espectacular en lo que la misma secciona. Así, desplazando la recta un poco hacia la parte posterior ya no calará parte alguna de la figura catastrófica. Y si se desplaza un poco hacia la parte delantera, calará dos catástrofes en pliegue y no una. El paso desde una zona genérica de una figura catastrófica a otra no genérica se conoce como desplegar la catástrofe.

La naturaleza de las catástrofes elementales depende del número de variables de control y de estado que intervienen en la producción de una figura cáustica sobre la pantalla. Para producir una catástrofe en pliegue hacen falta sólo una variable de estado (x) y otra de control (a); para producir una catástrofe cuspidal se necesita una variable de control adicional (b). Si la luz atraviesa una lámina refringente, son posibles variables de control en número mucho mayor, además de las dos asociadas a la posición en la pantalla. Por ejemplo, si la sustancia refringente fuese una gota de agua, la presión en su interior podría ser una tercera variable de control, ya que es capaz de alterar la forma de la gota.

Si una figura cáustica posee una variable de estado (que seguirá siendo la recta x) y tres variables de control, la catástrofe se llama en cola de golondrina. La relación algebraica entre las variables se obtiene derivando respecto a la variable de estado la función generadora e igualando a cero el resultado. La relación así obtenida, al ser tetradimensional, no puede representarse gráficamente.

Puede, eso sí, representarse la proyección de la superficie con el doblez sobre el espacio tridimensional de las variables de control. El método se asemeja al seguido para la catástrofe cuspidal, en el que la superficie se proyectaba sobre el fondo de la representación (o plano de las variables de control) con el propósito de estudiar la cúspide. En la figura 12 se muestra la proyección de la superficie ramificada en cola de golondrina sobre el espacio de control.

Y bien, ¿qué permite ver en la pantalla una catástrofe de este tipo? Desde luego, no la proyección completa (que es tridimensional). Sólo se distingue una sección transversal de esa proyección. Para facilitar los seccionamientos he rotulado los ejes de la misma. Dos de estas dimensiones son las variables de control a y b asociadas a puntos de la pantalla, y la tercera (c) es otra variable susceptible de hacerse variar durante la experiencia.

Para imaginar las figuras que pueden aparecer en la pantalla pensemos en una sección de la proyección para un determinado valor de la tercera variable de control. Por ejemplo, un seccionamiento que se efectúe junto al lado izquierdo de la ilustración recordará a un pájaro, y de ahí el nombre que se da a esta catástrofe. Si esta tercera variable de control posee el valor conveniente, en la pantalla se verá esa figura.

Imaginemos ahora que seccionamos la proyección para otros valores de la variable de control y que los cortes los hacemos progresivamente hacia la parte posterior de la figura. De este modo, acabará apareciendo una sec-

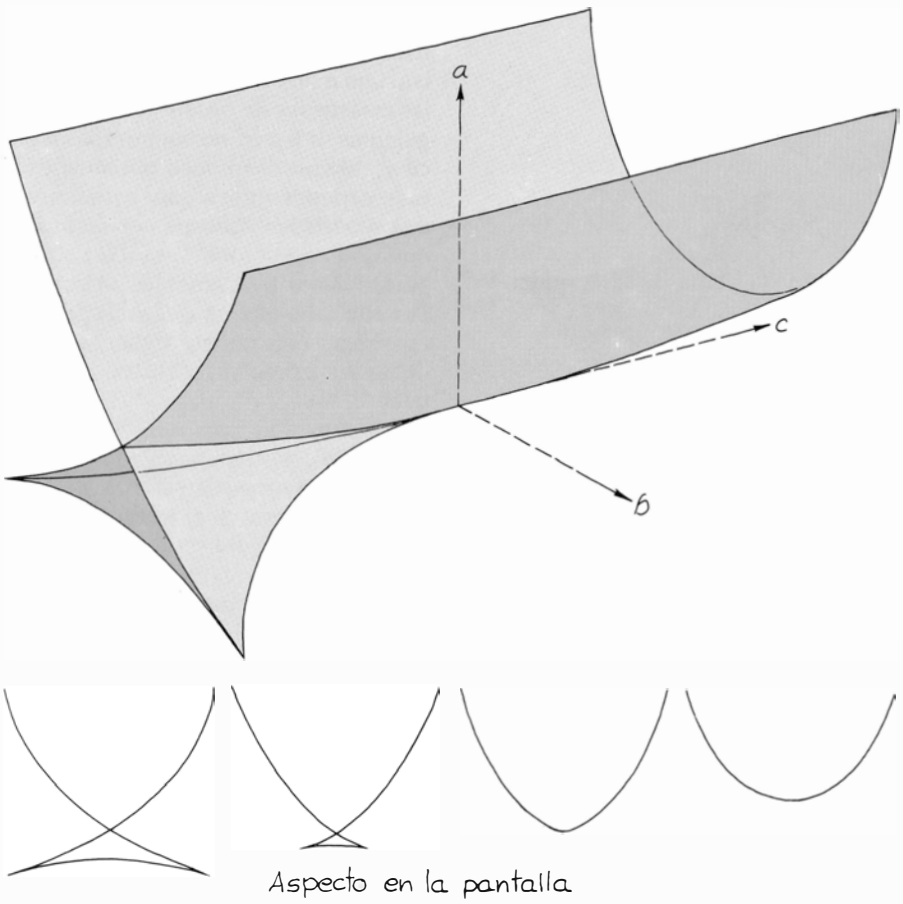
ción que dé una curva sencilla, a partir de la cual todos los cortes serán similares. O sea, un corte en la parte delantera de la figura da una cola de golondrina en la pantalla y un corte en la parte trasera da una curva sencilla.

El corte que separa ambas posibilidades corresponde a una sección no genérica; los demás corresponden a secciones genéricas. Si es posible ajustar la tercera variable de control, conseguiremos que la figura cáustica varíe de la cola de golondrina a la curva simple. Esto se describe diciendo que la catástrofe se pliega o se despliega. Por ejemplo, al desplazar el corte desde la sección no genérica hacia adelante o hacia atrás decimos que se despliega (o que desplegamos) la catástrofe.

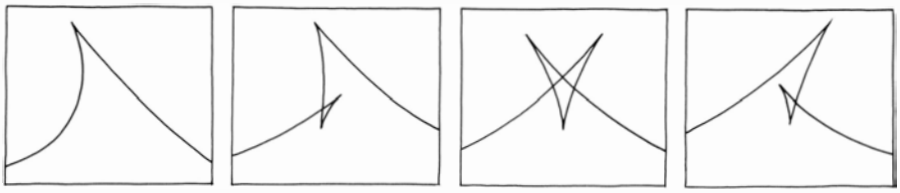
Cuando hay cuatro parámetros de control y uno de estado, la catástrofe es del tipo en mariposa. La relación algebraica entre ellos se obtiene, como siempre, derivando la función generadora. El resultado es de representación gráfica imposible, pues expresa una superficie con dobleces pentadimensional. Tampoco es posible dibujar su proyección sobre el espacio de control tetradimensional. A lo sumo, podemos dibujar secciones tridimensionales de esta proyección. No he ensayado esa posibilidad, sino que me he limitado a presentar las figuras que es posible aparezcan en la pantalla, que es sólo una sección bidimensional sacada de estas configuraciones más complejas. En la figura 13 se muestran algunas creaciones de este tipo. El nombre de la catástrofe deriva de la forma que presentan algunos dibujos.

Hasta aquí me he ocupado de las dimensiones más altas de las variables de control, mientras retenía una variable de control en x. Pero sucede que la sustancia refringente posee otra variable de estado, y. Cuando hay tres variables de control y dos variables de estado, la catástrofe se califica de umbílico hiperbólica. La relación algebraica se obtiene derivando primero respecto a x, y luego respecto a y, la función generadora e igualando a cero ambos resultados, lo que produce dos expresiones. Aunque no pueda representarse gráficamente la superficie ramificada correspondiente a esas expresiones, sí es posible dibujar su proyección sobre el espacio de control tridimensional, tal como se muestra en la figura 14.

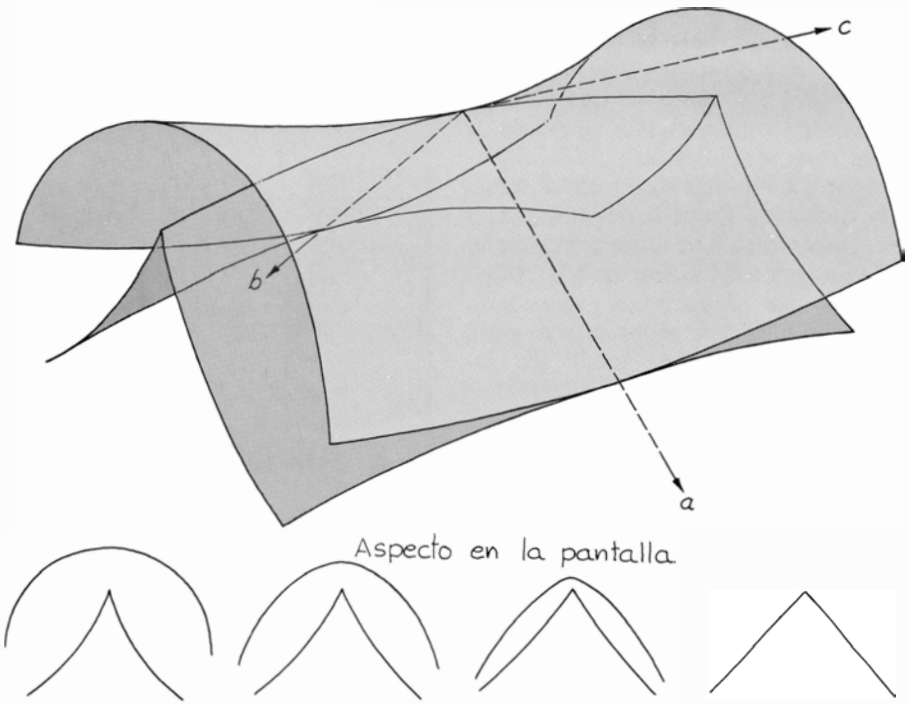
En la pantalla lo que aparece es una sección de esa figura, cuya posición dentro de ésta la establece el valor de la tercera variable de control. La sección



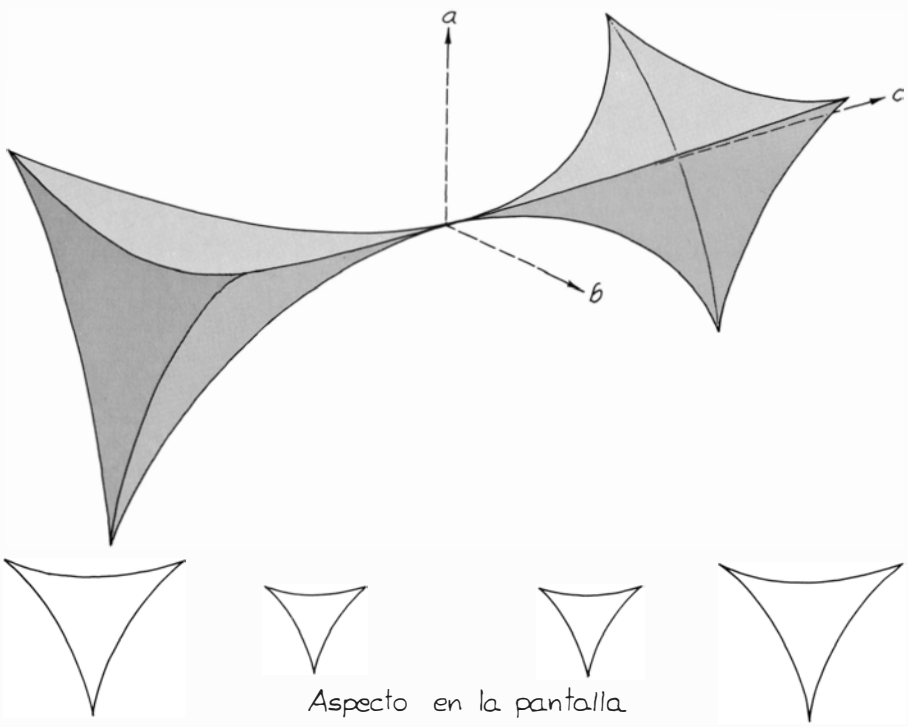
12. Catástrofe en cola de golondrina



13. Catástrofes en mariposa



14. Catástrofe umbílica hiperbólica



15. Catástrofe umbílica elíptica

no genérica se encuentra en el centro de la figura y la cáustica que produce en la pantalla es un pico, o punto anguloso, iluminado cuyo ángulo en el vértice es finito (a diferencia de las cáusticas cuspidales, en las cuales dicho ángulo es nulo). Si en la práctica pudiéramos ajustar la tercera variable de control, esta catástrofe sería desplegable por desplazamiento de dicha sección, con lo que la imagen en la pantalla variaría en concordancia con ello.

Si se mueve la sección hacia la parte delantera o trasera del punto umbílico hiperbólico, el punto anguloso se despliega para formar una curva suave en torno a una cúspide. Suponiendo que esa figura aparezca en la pantalla cuando se intercale una lámina de plástico en un haz de láser, se dice entonces que tal figura es un punto umbílico hiperbólico desplegado.

La combinación de tres variables de control con dos de estado puede dar un punto umbílico elíptico. A ésta se asigna una función generadora diferente, de la cual se deduce una relación algebraica diferente entre las variables. En la pantalla, la sección no genérica produce una cáustica puntual y las secciones genéricas triángulos de lados curvos. Cuando se despliega un punto umbílico elíptico, el punto cáustico se transforma en triángulos.

Es ciertamente posible aumentar aún más el número de variables de control con una o dos variables de estado, pero las catástrofes de orden superior consiguientes se hacen de comprensión difícil y, además, son poco probables. En todo experimento en que se interponga una superficie refringente en un haz luminoso lo más probable es que sólo importen dos o tres variables de control. Por ello cabe esperar que en la pantalla aparezcan únicamente figuras a partir de las seis primeras catástrofes elementales.

Experimentar con esas catástrofes, utilizando plástico ondulado u otras sustancias transparentes, está al alcance de cualquiera. Si el lector lo intenta y da con una figura producida por una sección no genérica de una catástrofe, puede resultarle interesante tratar de desplegar ésta. He tenido cierto éxito rotando con cuidado una lámina de plástico en un haz láser. Aunque mantenía siempre dentro del haz la misma zona de la superficie del plástico, lo hacía girar en torno a un eje perpendicular al haz, con lo que obligaba a la luz a atravesarlo bajo un ángulo variable. Así, la variable de control que modificaba era ese ángulo, consiguiendo que la catástrofe se plegara y desplegara.

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

DINAMICA TERRESTRE

De la Deriva de los Continentes a la Tectónica de Placas. A. Hallam. Editorial Labor (Colección Labor, n.º 208); Barcelona, 1976.

Ice Ages: Solving the Mystery. John Imbrie y Katherine Palmer Imbrie. Enslow Publishers, 1979.

Language of the Earth. Dirigido por Frank H. T. Rhodes y Richard O. Siever. Pergamon Press, 1981.

Earth. Frank Press y Raymond Siever. W. H. Freeman and Company, 1982.

LA CORTEZA TERRESTRE

Driving Mechanisms for the Earth's Dynamo. D. Gubbins y T. G. Masters en *Advances in Geophysics*, volumen 21, págs. 1-50; 1979.

Basaltic Volcanism of the Terrestrial Planets. Basaltic Volcanism Study Project. Pergamon Press; Oxford, 1981.

Models of the Earth's Core. D. J. Stevenson en *Science*, vol. 214, n.º 4521, págs. 611-619; 6 de noviembre de 1981.

The Interior of the Earth: Its Structure, Constitution and Evolution. M. H. P. Bott. Elsevier Science Publishing Co., Inc., 1982.

Recent Developments in the Dynamic Theory of Planetary Magnetism. F. H. Busse en *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, volumen 11, págs. 241-268; 1983.

EL MANTO TERRESTRE

Convection in the Earth's Mantle: Towards a Numerical Simulation. D. P. McKenzie, J. M. Roberts y N. O. Weiss en *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 62, 3.ª parte, págs. 465-538; 11 de febrero de 1974.

Evolución Química del Manto Terrestre, R. K. O'Nions, P. J. Hamilton y Norman M. Evensen en *Investigación y Ciencia*, n.º 46, págs. 66-78; julio, 1980.

Planform of Mantle Convection Beneath the Pacific Ocean. Dan P. McKenzie, Anthony Watts, Barry Parsons y Micheline Roufosse en *Nature*, vol. 288, n.º 5790, págs. 442-446; 4 de diciembre de 1980.

LA CORTEZA OCEANICA

Plate Tectonics. Xavier Le Pichon and Jean Francheteau. Elsevier-Scientific Publishing Company, 1973.

Photographic Atlas of the Mid-Atlantic Ridge Rift Valley. Robert D. Ballard y James G. Moore. Springer-Verlag, 1977.

Birth of an Ocean: The Crest of the East Pacific Rise. Jean Francheteau, Thierry Juteau, David Needham y Claude Rangin. Centre National pour l'Exploitation des Océans, 1980.

LA CORTEZA CONTINENTAL

Evolution of the Earth's Crust. Dirigido por D. H. Tarling. Academic Press, 1978.

The Continental Crust and Its Mineral Deposits. David W. Strangway. Special Paper n.º 20, Geological Society of Canada, 1980.

Studies in Geophysics: Continental Tectonics. Dirigido por B. C. Burchfiel, J. E. Oliver y L. T. Silver. National Academy of Sciences, 1980.

El Crecimiento de Norteamérica. David L. Jones, Allan Cox, Peter Coney y Myrl Beck en *Investigación y Ciencia*, n.º 76 1983.

EL OCEANO

Gaia: A New Look at Life on Earth. J. E. Lovelock. Oxford University Press, 1979.

Extraterrestrial Cause for the Cretaceous-Tertiary Extinction. Luis W. Alvarez, Walter Alvarez, Frank Asaro y Helen V. Michel en *Science*, vol. 208, n.º 4448, páginas 1095-1108; 6 de junio de 1980.

Tracers in the Sea. Wallace S. Broecker y T. H. Peng. Observatorio Geológico de Lamont-Doherty, Columbia University. Eldizia Press, Palisades, New York, 1982.

Ice Core Sample Measurements Give Atmospheric CO_2 Content during the Past 40,000 Yr. A. Neftel, H. Oeschger, J. Schwander, B. Stauffer y R. Zumbrunn en *Nature*, vol. 295, n.º 5846, págs. 220-223; 21 de enero de 1982.

LA ATMOSFERA

Variations in the Earth's Orbit: Pacemaker of the Ice Ages. J. D. Hays, John Imbrie y N. J. Shackleton en *Science*, vol. 194, n.º 4270, págs. 1121-1132; 10 de diciembre de 1976.

Climatic Change on the Terrestrial Planets. James B. Pollack en *Icarus*, vol. 37, n.º 3, págs. 479-553; marzo, 1979.

Climate in Earth History. Wolfgang H. Berger y J. C. Crowell. National Academy Press, 1982.

LA BIOSFERA

The Biosphere. G. Evelyn Hutchinson en *Scientific American*, vol. 223, n.º 3, págs. 44-53; septiembre, 1970.

El Cosmos, la Tierra y el Hombre: Breve Historia del Universo. Preston Cloud. Alianza Editorial (Col. Alianza Universidad, n.º 297); Madrid, 1981.

Its Environment on the Early Earth. Lynn Margulis. W. H. Freeman and Company, 1981.

The Ediacarian Period and System: Metazoa Inherit the Earth. Preston Cloud y Martin F. Glaessner en *Science*, volumen 217, número 4562, páginas 783-792; 27 de agosto de 1982.

ENERGIA DE LA TIERRA

The Rotation of the Earth. W. H. Munk y G. J. F. MacDonald. Cambridge University Press, 1960.

Physics of the Earth. F. D. Stacey. Wiley and Sons, New York; 1977 (2.ª edición).

Earthquakes and Volcanes. Dirigido por B. A. Bolt. Readings from Scientific American (W. H. Freeman); San Francisco; 1980.

Inside the Earth. B. A. Bolt. W. H. Freeman, San Francisco; 1982.

JUEGOS MATEMATICOS

An Enumeration of Knots and Links, and Some of their Algebraic Properties. John Horton Conway en *Computational Problems in Abstract Algebra*, dirigido por John Leech. Pergamon Press, 1970.

Knots and Links. Dale Rolfsen. Publish or Perish, Inc., 1976

TALLER Y LABORATORIO

Waves and Thom's Theorem. M. V. Berry en *Advances in Physics*, volumen 25, n.º 1, págs. 1-26; 1976.

Taller y laboratorio

Cómo reflexionar sobre física con los pelos de punta (subido a las montañas rusas)

Jearl Walker

En un parque de atracciones podemos encontrar no sólo diversión sino también motivos para reflexionar acerca de conceptos fundamentales de la física. Entre éstos se cuentan los elementos de la dinámica de la rotación y la conversión de la energía. Me he dado una vuelta por las atracciones del parque de Geauga Lake, junto a Cleveland, y he descubierto que casi todas ellas ofrecen una lección difícil de olvidar.

Para mí los artefactos más emocionantes de la feria son las montañas rusas. Destaca la Big Dipper, que no se diferencia en nada de la extensa gama de montañas rusas que ha hecho estremecer al público en lo que va de siglo. Los trenes de carros son arrastrados por una cadena hasta la cima del montículo más elevado del recorrido. Allí, en el momento en que el primer carro inicia el descenso, se sueltan todos de la cadena y quedan sin propulsión mecánica, sin velocidad apenas y únicamente con una pequeña aceleración. A medida que van entrando más carros en la pendiente descendente, su aceleración aumenta, alcanzando el máximo cuando todos los carros enfilan el descenso. Ese valor máximo es el producto de la aceleración debida a la gravedad por el seno de la pendiente de la pista. Una pendiente más empinada producirá una aceleración mayor, lo que no se consigue cargando más pasajeros.

Cuando el tren llega al fondo del valle e inicia la subida del montículo siguiente, hay un instante en que los carros están simétricamente distribuidos sobre el valle y su aceleración es nula. Luego, conforme más carros comienzan a ascender, el tren pierde velocidad, alcanzando ésta su valor mínimo precisamente cuando el tren se encuentra ubicado simétricamente sobre la cima del montículo.

Las montañas rusas funcionan por transferencias de energía. Cuando la cadena remolca los carros hasta la cima del primer montículo, realiza un trabajo sobre los mismos, dotándolos de energía potencial gravitatoria, que es la energía que posee un cuerpo dentro de un campo gravitatorio con respecto a un nivel de referencia, como puede ser la superficie del suelo. Después, cuando los carros descienden al primer valle, casi toda la energía que almacenan se transforma en energía cinética, o energía de movimiento.

Si las pérdidas de energía por rozamiento y por resistencia del aire son pequeñas, el total de las energías potencial y cinética permanecerá constante durante el descenso y durante todo el viaje. El tren gana energía cinética y velocidad a expensas de la energía potencial. Por ello, si el primer valle está a ras de suelo, la transferencia será completa y por un instante toda su energía será cinética.

De no ser por las pérdidas de energía, el tren podría trepar cualquier número de montículos de la misma altura que aquel desde donde fue lanzado (pero no de mayor altura). Hay que contar con que el rozamiento y la resistencia del aire disipan parte de la energía del tren, por lo que el valor total de ésta mengua. Y, así, ya no podrá escalar montículos elevados, razón por la cual las últimas etapas del recorrido se componen únicamente de cuestas suaves.

La longitud del recorrido en una montaña rusa depende de la velocidad. Si el viaje ha de ser rápido, el montículo de lanzamiento será alto para que la energía total sea grande. El resto de la pista debe estar bajo para que la mayor parte de la energía permanezca en forma cinética.

En una montaña rusa no se disfruta igual eligiendo un asiento u otro. Hay quien prefiere un puesto de cabeza para gozar, en la bajada desde el trecho de salida, de la ilusión de caer desde el borde de un precipicio. Otros se inclinan por el abrigo psicológico de un asiento trasero.

El punto elegido determina asimismo las fuerzas que siente el pasajero. Consideremos la primera bajada. El carro delantero la inicia lentamente, pues todavía es reducida la parte cinética de la energía del tren. La celeridad de los carros aumenta exponencialmente en función del tiempo, de tal manera que el último carro inicia la bajada a una velocidad mucho mayor que el primero. Así, aunque los pasajeros del carro delantero dispongan de una vista sin obstáculos del descenso, los del último disfrutarán de una sensación más intensa de ser arrojados al vacío.

En el borde, una de las fuerzas que actúan sobre cada pasajero la origina el cambio de dirección de su vector cantidad de movimiento. Ese vector es inicialmente horizontal, pero enseguida se pone apuntando hacia el valle. La fuer-

1. Energética de una montaña rusa

za necesaria para dicho cambio la proporciona la barra o cinturón de seguridad que sujeta al pasajero al carro. Tal fuerza, dirigida hacia abajo y hacia atrás, forma parte de las emociones del viaje y la sienten más los pasajeros de la parte posterior que los de la anterior, pues su módulo es proporcional al de la cantidad de movimiento, el cual es mayor para los pasajeros de la parte de atrás.

En el valle las cosas son de otro modo. Nuevamente hace falta que una fuerza rectifique la dirección de la cantidad de movimiento del pasajero. Pero, esta vez, el vector está dirigido hacia el fondo del valle y debe cambiar de dirección para apuntar hacia la cúspide del montículo siguiente. Un pasajero de delante posee una gran cantidad de movimiento y está sometido a una fuerza intensa. En el momento en que el último carro llega al fondo del valle, el movimiento de los carros delanteros ascendiendo por el montículo ha aminorado la velocidad del tren. O sea, un pasajero de la parte posterior tiene una cantidad de movimiento menor y sufre una fuerza menos intensa.

En la cúspide del montículo, el pasajero recibe una fuerza que tiende a poner horizontal su cantidad de movimiento. Esa fuerza puede ser considerable en la parte posterior del tren, si la parte delantera de éste ya se ha adentrado en buena medida por el declive siguiente. Para un pasajero de la parte de atrás que no esté sujeto apretadamente por su barra de seguridad, el paso rápido por un montículo le comunica, por un corto instante, la sensación de ser alzado del asiento. Efectivamente, como llega a la cúspide dotado de una gran cantidad de movimiento, hasta que se ponga en contacto con la barra, y ésta redirija su movimiento, proseguirá moviéndose hacia arriba, aunque el tren se haya puesto horizontal por debajo de él. Cuanto más rápido viaje el tren sobre un montículo, tanto más intensa será la sensación de salir despedido.

Los pasajeros temerarios viajan en las montañas rusas sin agarrarse. A lo que me atreví una vez mientras coronaba una cima a gran velocidad. Y me libré de salir despedido enganchándome, por los muslos, a la barra de seguridad en el último instante. A partir de entonces no me suelto de la barra.

Las montañas rusas del tipo de la Big Dipper son las que hemos estado viendo durante más de 50 años. Recientemente ha aparecido un tipo nuevo. Su fundamento podemos verlo en la Double Loop y en la Corkscrew. La Double Loop de Geauga Lake comienza, como la Big Dipper, con los carros que son arrastrados por una cadena hasta la cima del primero y más alto de los montículos. El tren, tras recorrer unos cuantos montículos más pequeños (y antes de perder demasiada energía por rozamiento y resistencia del aire), atraviesa, a toda marcha, dos bucles verticales. El viaje es terriblemente acobardante. En los momentos en que conseguí abrir los ojos al pasar los bucles vi cómo el mundo se volvía del revés, cómo la tierra amenazaba tragarme y, luego, cómo el mundo volvía a ponerse del revés.

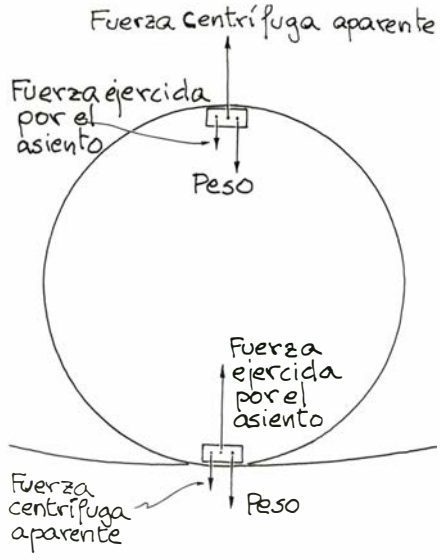
El tren de la montaña Double Loop se mantiene en la pista merced a un doble juego de ruedas, uno de ellos encima de los raíles y el otro debajo. Cuando el tren se encuentra en el tramo normal de la pista, su peso descansa sobre el juego de ruedas superior. Cuando penetra en un bucle, entran en acción las ruedas del otro juego, que impiden que los carros se desprendan de la pista.

Al entrar en un bucle, percibo tres fuerzas. Una es mi peso, que, claro está, apunta hacia abajo. Otra es la fuerza que ejerce contra mí el asiento. La tercera es la fuerza centrífuga aparente dirigida hacia abajo, que se diría aumenta mi peso y que me transmite la sensación de caer aplastado contra el asiento. En el punto más alto del bucle, la fuerza centrífuga aparente apunta hacia arriba, y me noto como en volandas.

La fuerza centrífuga es imaginaria. No hay fuerza alguna que actúe en sentido hacia fuera. Pero es un concepto útil, no obstante, para explicar de un modo fácil las sensaciones de un pasajero. Alguien situado en tierra observará las cosas de manera más acorde con la realidad: una combinación de fuerzas auténticas hace que el pasajero describa una circunferencia, no una recta.

Para que se mantenga el movimiento circular, la fuerza resultante de aquella combinación debe apuntar hacia el centro de la circunferencia. En el punto más bajo del bucle, el vector representativo del peso del pasajero apunta hacia abajo (y, por tanto, en sentido opuesto al del centro del bucle). Ahí, sobre el pasajero actúa una fuerza que ejerce el asiento. Como esta fuerza es mayor que el peso, la resultante apunta hacia el centro y el pasajero inicia su trayectoria circular. Este, desde su posición, percibe el empuje del asiento cual si fuera una fuerza centrífuga que lo comprimiera contra el mismo.

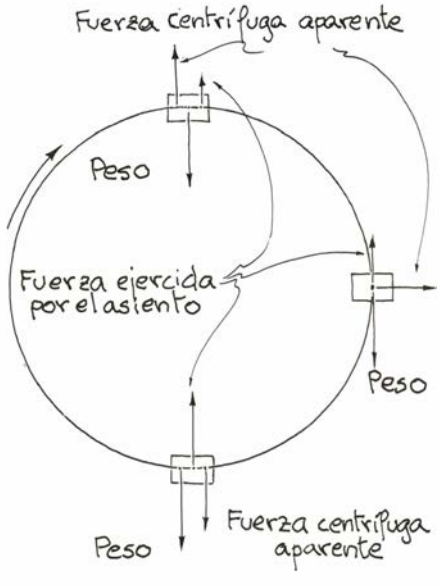
En el punto más alto del bucle las fuerzas han variado. El peso del pasajero sigue siendo el mismo y continúa dirigido hacia abajo, hacia el centro del bucle. El asiento lo empuja también hacia abajo. Y las dos fuerzas se combinan haciendo que el pasajero continúe en la circunferencia.



2. Fuerzas sobre un carro al atravesar un rizo

En este caso la fuerza que ejerce el asiento es menor. Una causa de ello es que, en el punto más alto del bucle, el tren tiene una energía cinética menor y, por tanto, se mueve más despacio. Además, esta fuerza se ve entonces aumentada por el peso del viajero en vez de oponérsele. Y éste tendrá la sensación de que el asiento le ejerce una pequeña fuerza centrífuga.

¿A qué altura debe iniciar el tren su recorrido (prácticamente sin velocidad



3. Sensaciones en una noria

4. Fuerzas que reorientan la cantidad de movimiento

inicial) para que en lo alto del bucle lleve una velocidad que lo mantenga firmemente sobre la pista? Responderé a partir de dos hipótesis. De acuerdo con la primera, el tren se compone de un solo carro; de acuerdo con la segunda, son despreciables las pérdidas de energía por rozamiento y resistencia aerodinámica. Con estos supuestos, el primer montículo debe ser más alto que el punto más alto del bucle por lo menos en la mitad del radio de éste.

La primera hipótesis pretende hacer más cómodo el razonamiento. Con un tren largo, hay que considerar la subida y bajada de su centro de masa y no las de un solo carro. Entonces, como en el punto más alto del bucle se encontrará, en un instante dado, únicamente parte del tren, el centro de masa de éste no alcanzará nunca esa altura y, por ello, en realidad se precisa menos energía para mantenerlo en la pista que si hubiera un solo carro.

En lo que respecta a la segunda hipótesis, si las pérdidas de energía fueran totalmente despreciables, el tren, sin propulsión mecánica, llegaría al bucle con toda la energía adquirida en el lanzamiento, sin que importaran nada los montículos y valles intermedios. Pero sí importan, desde luego, ya que suponen más ocasiones para que el carro disipe energía. Por tanto, el montículo inicial debe ser más alto de lo que señale la teoría. En la Double Loop de Geauga Lake, el montículo de salida es bastante más alto que el valor teórico, por lo que el tren conserva una buena marcha cuando llega a lo alto del bucle.

"Sacacorchos" es una montaña rusa similar, con bucles helicoidales. Cuando el tren penetra en éstos decribe una trayectoria en hélice antes de salir de los mismos y los pasajeros se ven dos veces cabeza abajo.

La física de este recorrido recuerda a la de la Double Loop. La diferencia principal radica en la dirección de la fuerza centrífuga. En la Double Loop el centro de curvatura de la trayectoria es siempre el mismo punto, desde donde abarca la fuerza centrífuga. Cuando el tren recorre el bucle, la fuerza centrífuga rota dentro de un plano vertical. En el Sacacorchos el centro de curvatura se mueve, sin parar, vertical y horizontalmente cuando el tren pasa por los bucles y la dirección de la fuerza centrífuga no está confinada en un plano vertical. En esta nueva característica reside una de las causas de que el Sacacorchos goce de tanta aceptación entre los adictos a las montañas rusas.

El parque de Geauga Lake acoge dos instalaciones más del estilo de la montaña rusa clásica. El punto de salida del tobogán acuático se halla a mucha altura sobre el suelo. El agua que se hace correr por él hace de lubricante, e incluso un poco de propulsante. Su fundamento es simple: la energía potencial gravitatoria inicial se convierte constantemente en energía cinética, por lo que la celeridad del deslizador aumenta durante la bajada. La lubricación que proporciona el agua disminuye la perdida de energía por rozamiento.

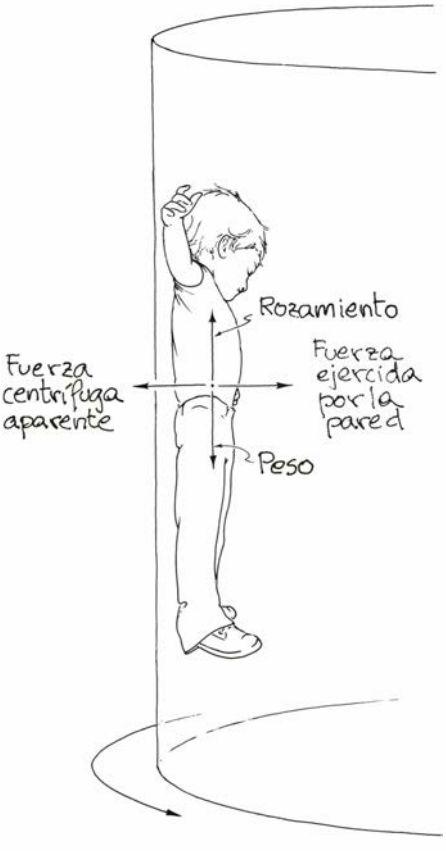
La otra instalación es el Gold Rush Log Flumes. Los pasajeros montan en un pequeño bote en forma de tronco ahuecado; no es más que un carro, como los de la Big Dipper. El agua que fluye por el canal arrastra consigo al bote hasta que lo engancha una cadena que lo remolca hasta la cima de un montículo bastante alto. Desde allí, el bote desciende velozmente por una pendiente de unos 45 grados. Al pie del declive penetra rápidamente en un canal de agua que frena enseguida el movimiento y empapa convenientemente al pasajero. Este sufre la impresión de que es proyectado hacia adelante; mera ilusión: lo que le ocurre es que sigue moviéndose hacia adelante a la velocidad anterior.

Los demás artefactos del parque, en su mayoría, se basan en el movimiento de rotación. De ellos, el menos violento es el tiovivo, cuya velocidad de rotación es la suficiente para comunicar al pasajero una moderada sensación de fuerza centrífuga, pareciéndole como si fuese impulsado hacia fuera. De hecho su cuerpo se inclina hacia el exterior porque el caballo tiende a separarse de él, ya que describe una circunferencia, para acabar arrastrándolo consigo.

La noria, que se le parece, gira en un plano vertical. La ficticia fuerza centrífuga parece aquí acrecentar y disminuir periódicamente el peso del viajero. Cuando éste pasa por el punto más bajo de la trayectoria, la fuerza centrífuga parece comprimirle contra el asiento, cual si entonces pesara más. En realidad, el asiento ejerce un fuerte empuje sobre él para mantenerlo en la trayectoria circular. Ese empuje debe ser una fuerza intensa, pues ha de oponerse al peso del viajero. Este, en el punto más alto de la circunferencia, tiene la sensación de pesar algo menos, ya que entonces la fuerza centrífuga apunta hacia arriba y parece querer desprenderlo del asiento. Aunque, en verdad, tal sensación se debe a que la fuerza que ejerce el asiento es ahí menor.

A la mitad del descenso se percibe una sensación todavía más extraña. En ese punto, la fuerza del asiento iguala al peso del viajero y la fuerza centrífuga está dirigida hacia fuera. Con ello, el viajero tiene la impresión de estar a punto de salir despedido de la barquilla.

Mi preferido, entre los artefactos de feria giratorios, es el Rotor, que es un cilindro vertical con un diámetro de unos tres metros y medio. El viajero se coloca de pie con la espalda contra la pared a la vez que el cilindro comienza a girar. Cuando el giro alcanza su máxima rapidez, el suelo se separa, pero el viajero permanece pegado a la pared. Una persona ágil puede lograr retorcerse lo suficiente para colocarse en una posición sesgada y hasta cabeza abajo.



5. Papel del rozamiento en el Rotor

¿Por qué se adhiere el pasajero a la pared? Tal como él lo aprecia, hay una fuerza centrífuga que lo sujeta. Y el rozamiento resultante entre él y la pared le impide caer cuando el piso se retira. Aquí hace falta una gran velocidad de rotación para que la fuerza centrífuga genere suficiente frotamiento.

Desde el punto de vista de un observador exterior, la cuestión es diferente. Se obliga al viajero a moverse siguiendo una circunferencia por la fuerza que le ejerce la pared. Tal fuerza centrípeta es la causante del rozamiento. Con todo, la velocidad de rotación debe ser elevada para que la fuerza que ejerza la pared genere un frotamiento que baste para mantener al viajero en su posición.

El Rotor de Geauga Lake tiene una pared de textura áspera al objeto de aumentar el rozamiento. Si esa pared fuera más tersa, la fuerza centrífuga debería ser mayor para que el viajero no resbale. (Habría que aumentar la velocidad de giro, o bien construir un cilindro de mayor diámetro.) Todas las veces que subí al Rotor me impresionó la abrumadora sensación de la fuerza centrífuga que me comprimía contra la pared. Aunque la verdad es que era la pared lo que me empujaba por la espalda.

Para que el pasajero se quede en su sitio, su peso (un vector fuerza apuntando hacia abajo) no debe ser mayor que la fuerza de rozamiento (un vector fuerza apuntando hacia arriba). Esta, a lo sumo, puede valer el producto del coeficiente de rozamiento (que depende de la rugosidad de las superficies en contacto) por la fuerza centrípeta desarrollada por la pared. Según mis estimaciones, la velocidad de giro debía de ser del orden de 30 revoluciones por minuto para que me mantuviera pegado a la pared. En efecto, el artefacto giraba a esa velocidad, más o menos.

En el parque de Geauga Lake hay otras atracciones en las que interviene la fuerza centrífuga. El Muzek Express consiste en una serie de carros que se mueven por una pista circular, de unos nueve metros de diámetro, que atraviesa varios montículos de poca altura. El viaje es rápido, por lo que la fuerza centrífuga que actúa sobre los pasajeros es muy intensa, con la emoción complementaria que suponen los promontorios. En cada carro acostumbran a acomodarse dos personas. Las dos sienten la acción de una fuerza centrífuga, de tal modo que el pasajero de la parte interna comprime contra la pared del carro al de la parte externa. Las fuerzas resultan sorprendentemente intensas incluso con personas poco corpulentas; así, no puedo evitar que mi hija pequeña, cuando ocupa la plaza interior, me empuje contra la pared, y eso que pesa la mitad que yo.

El Enterprise es un artefacto giratorio de barquillas suspendidas cada una de un brazo radial que se extiende desde un cubo o eje central. Cuando las barquillas comienzan a moverse describiendo una circunferencia horizontal, la fuerza centrífuga las hace rotar hacia fuera sobre el brazo radial y no tardan en girar casi 90 grados, con lo que los viajeros pueden ver el suelo directamente debajo de la ventana que inicialmente daba a la parte interior.

Esa rotación es resultado del modo en que las masas de la barquilla y del pasajero están distribuidas con respecto al eje de suspensión de aquélla. Sobre el centro de masa común al pasajero y a la barquilla actúa una fuerza centrífuga combinada. Inicialmente, ese punto se encuentra más bajo que el eje de suspensión y sobre él actúa, además, el peso resultante del pasajero y de la barquilla. Ambas fuerzas pugnan por orientar la barquilla a su manera. Al principio, la gravedad sitúa a la barquilla en su posición normal, pero, conforme la carrera se va acelerando y la fuerza centrífuga adquiere mayor intensidad, la barquilla se inclina cada vez más con respecto a la vertical.

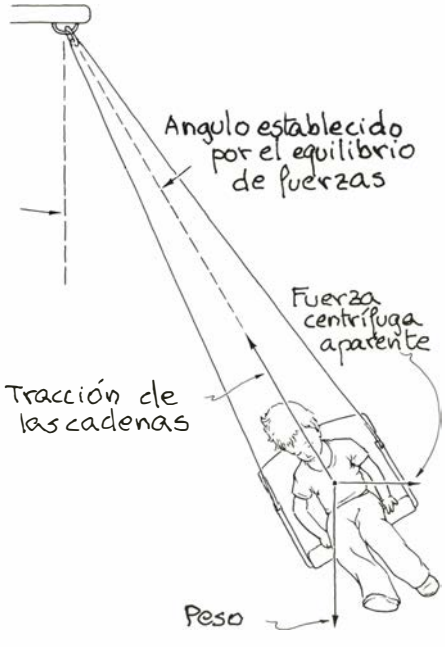
Toda esa parte del viaje resulta inquietante, pero la que sigue casi acaba conmigo. Cuando la marcha hubo alcanzado su máxima velocidad, el largo brazo sobre el que se apoya el cubo central giró poniendo vertical el plano de las barquillas. Me encontré así dando vueltas en una circunferencia vertical, cabeza abajo en el punto más alto y, en el punto más bajo, tremendamente comprimido por las fuerzas que sobre mí actuaban. Cerré los ojos y me preparé para lo que fuera.

En mi siguiente viaje me aguardaba también una sorpresa. Se trataba de un conjunto de columpios de unos seis metros de diámetro que colgaban de una rueda central. Cuando ésta se puso a girar, comencé a describir una circunferencia por debajo del perímetro de la rueda. Cuando la velocidad aumentó, la fuerza centrífuga me desplazó hacia fuera, de modo que describía una circunferencia más grande. Cuanto más veloz giraba la rueda, tanto mayor se hacía la circunferencia.

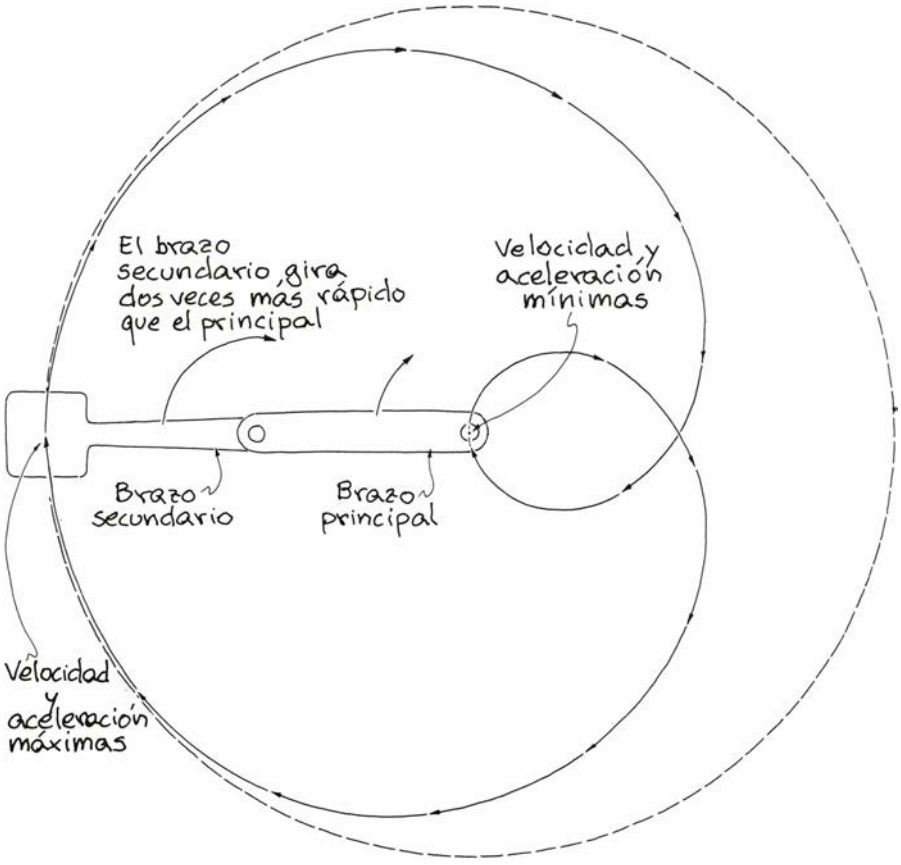
Me hallaba sometido a tres fuerzas. Mi peso seguía tal cual, dirigido hacia abajo. El sillín y sus cadenas de suspensión me transmitían una segunda fuerza dirigida hacia el soporte de las cadenas en la rueda aérea. La tercera fuerza era la ficticia fuerza centrífuga que yo percibía como si me proyectara hacia el exterior. El equilibrio de esas tres fuerzas determinaba el ángulo entre las cadenas y la vertical, de manera que, al aumentar la velocidad, aumentaba también dicho ángulo para restablecer el equilibrio.

6. Fuerzas en el Enterprise

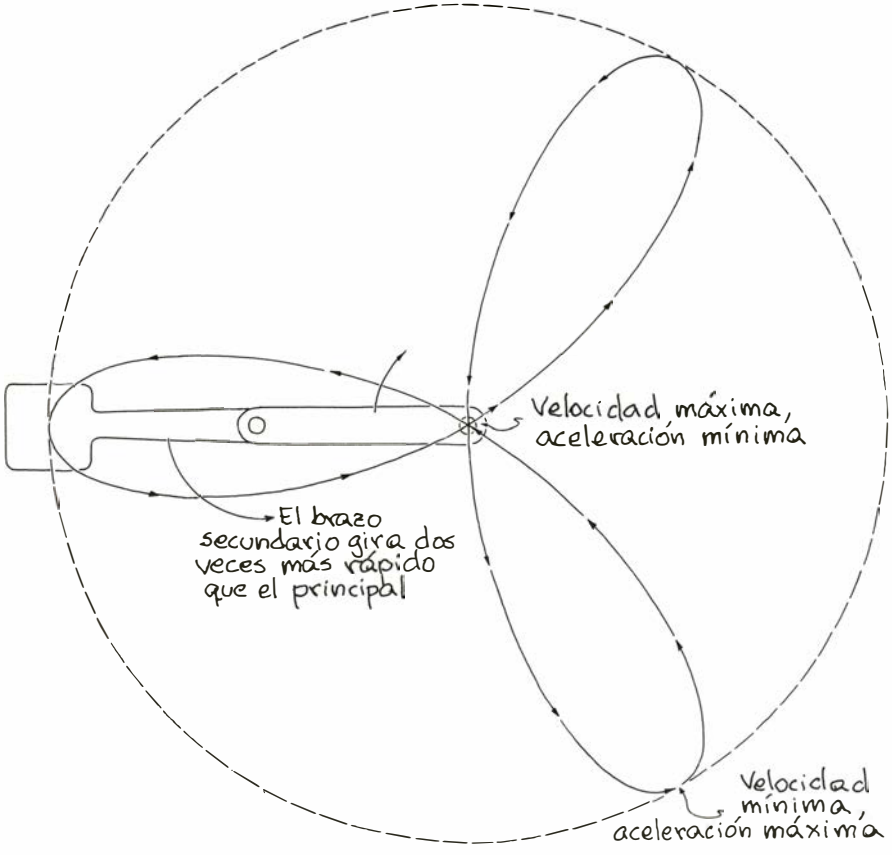
La sorpresa del viaje consistía en que la rueda no tardaba en inclinarse unos diez grados respecto a la vertical. Así, parte del recorrido lo hacía cuesta abajo, descenso durante el cual mi velocidad aumentaba al convertirse en cinética mi energía potencial. El resultado era que circunvalaba el artefacto siguiendo un radio mayor. En la parte



7. Qué sucede en un columpio giratorio



8. Movimientos en el Calypso



9. Movimientos en el Sacacorchos

ascendente de la trayectoria, mi velocidad se aminoraba, ya que la rueda debía tirar de mí, elevándome, por lo que describía un radio menor.

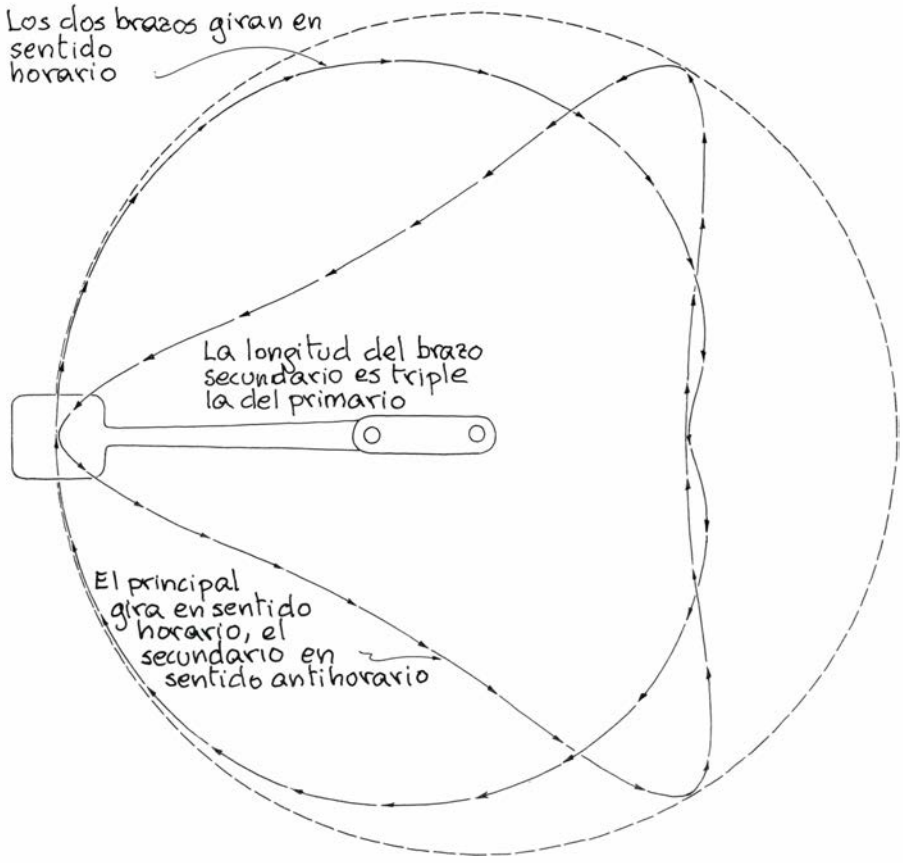
Puse fin a mi atareada jornada en Geauga Lake con tres viajes en los que se desarrollaban unos movimientos de características parecidas. El primero lo hice en el Scrambler, instalación popularizada hace mucho tiempo en los parques de atracciones. Consiste en una rueda central de la que parten radialmente varios brazos, a los que voy a llamar brazos principales. Desde el extremo de cada uno de éstos se extienden hacia fuera cuatro brazos secundarios, cada uno de los cuales lleva en su extremo una barquilla capaz para dos o tres personas.

La carrera se compone de dos movimientos circulares. Los brazos principales giran a velocidad constante alrededor del centro mientras cada uno de los conjuntos de cuatro brazos secundarios da vueltas en torno al pivote del extremo de su brazo primario. Vistos desde arriba, los brazos principales se mueven en sentido horario, y los secundarios en sentido antihorario. (En una instalación parecida, llamada Calypso, ambos movimientos son horarios.)

Analicé los tipos de movimientos en artefactos del tipo del Scrambler y el Calypso. Para averiguar qué le acontece a un pasajero me concentré en un solo brazo principal (que gira en sentido horario) y un solo brazo secundario (que puede girar en cualquier sentido). A la vez que el brazo principal da una vuelta completa, el pasajero, ¿serpentea o describe rizos? ¿Dónde son máximas la velocidad y la aceleración? ¿De qué modo deben rotar los brazos para que el viaje impresione? ¿Deben tener éstos la misma longitud (como es el caso del Scrambler y del Calypso)?

Llegué a la conclusión de que, si los brazos son de la misma longitud y giran a la misma velocidad y en el mismo sentido, el viaje ha de resultar seguramente bastante aburrido, pues el pasajero se limita a describir una circunferencia de gran diámetro. La cosa no mejora si los brazos giran en sentidos contrarios, pues así los pasajeros recorrerían una recta que pasaría por el centro hasta el lado opuesto del trayecto, para luego regresar por el mismo camino.

El viaje gana en interés cuando los brazos principal y secundario giran a velocidades diferentes. Supongamos que el secundario gire a velocidad doble que el principal. Cuando ambos se mueven en sentido horario, como ocurre en el Calypso, el pasajero se mueve primero hacia el centro, siguiendo una trayectoria curva, y luego da



10. Movimientos en el Calypso y en el Scrambler con brazos desiguales

vuelta hacia fuera, describiendo así un rizo por el lado opuesto al punto de salida. Tras haber ejecutado este último movimiento hacia fuera, pasa por el punto de partida para comenzar otra vez el mismo recorrido.

Su velocidad y aceleración son máximas cuando se encuentra en el punto más alejado del centro, o sea, en el punto inicial. Son mínimas cuando pasa por el centro del artefacto. Mis cálculos son una aproximación a las condiciones del Calypso y resultan algo erróneos ya que, para simplificar, imaginé brazos de igual longitud. En la realidad, para que los brazos del Calypso se acomoden a la instalación y no choquen en el centro, los brazos secundarios son más cortos que en mis cálculos.

Si los brazos principales y secundarios giran en sentidos contrarios, cual es el caso del Scrambler, el movimiento resulta más interesante. El viajero se mueve primero en sentido antihorario, pero, rápidamente, se dirige hacia el centro y luego de vuelta hacia fuera. Cuando los brazos se extienden del todo, vuelve a ser enviado hacia el centro. Así, cuando el brazo principal ha dado una revolución completa, el viajero ha descrito una trayectoria cuya forma recuerda a tres pétalos estrechos. Su velocidad es máxima cuando pasa por el centro y, sorprendentemente, en ese punto la aceleración es mínima. En el punto más alejado del centro, la velocidad es mínima y la aceleración, máxima.

La mínima velocidad en dicho punto es consecuencia de que el movimiento circular del brazo secundario arrastra al pasajero en sentido antihorario, mientras que el movimiento del brazo principal es horario. Ambos movimientos se contraponen cuando el viajero está en el punto más lejano y se refuerzan cuando se acerca al centro. La causa de que la aceleración sea máxima en el punto extremo reside en que, en el mismo, la dirección de la velocidad cambia rápidamente.

En mi ordenador doméstico he calculado las trayectorias para otras condiciones. Si el brazo principal es mucho más largo que el secundario, el viajero puede describir una especie de espiral acercándose y luego alejándose del centro. En otros casos puede moverse sobre una trayectoria compuesta de una sucesión de cúspides o rizos sobrepuestos a una circunferencia de gran diámetro. Otra situación de interés se da cuando el brazo secundario es más largo que el principal. Si el brazo secundario rota más lento que el principal y en el mismo sentido, el viajero describirá una curva espiral que lo acercará paulatinamente al centro y luego lo alejará. Si los movimientos son opuestos, en el viaje se incluirá un brusco cambio de dirección.

Mi último viaje del día fue en el Tilt-A-Whirl. Allí me senté en un compartimento que podía moverse libremente alrededor de una pequeña pista circular y que pivotaba en torno a un punto situado a mis pies. Había seis compartimentos como ese que corrían por una pista accidentada en torno al centro del artefacto, a la vez que eran libres de pivotar sobre cada uno de sus centros de giro. Resultaba un movimiento compuesto de tres partes. Una de ellas era una circunvalación principal antihoraria en torno al centro de la instalación; la segunda, un movimiento circular más reducido del compartimento en ambos sentidos; y la tercera, el desplazamiento vertical al pasar por los montículos.

El aspecto interesante era que, muchas veces, me era posible controlar el pequeño movimiento circular de mi compartimento anticipándome a los montículos y desplazando mi peso. Cuando el compartimento se encontraba girando en su pequeño círculo e iniciando el descenso de un montículo correspondiente al movimiento mayor, proyectaba mi peso en el sentido de la rotación del compartimento. De ese modo transformaba parte de la energía potencial de mi cuerpo (procedente del hecho de hallarme en lo alto de un montículo) en energía cinética aplicada a la rotación del compartimento.

Sincronizando adecuadamente aquel ejercicio conseguí que el compartimento se pusiera a girar rápidamente. La experiencia era similar a la de mis dos viajes anteriores. Si el sentido de giro coincidía con el del movimiento circular principal, la velocidad y la fuerza centrífuga serían muy grandes cuando me encontrase a la máxima distancia del centro. Si el giro tenía el sentido contrario, la aceleración sería mucha cuando se hallase lejos del centro, pero cerca de éste la velocidad sería elevada.

Quisiera sugerir al lector que explore los parques de atracciones que tenga a su alcance en busca de otros artefactos. Hay uno cuya descripción me han hecho, aunque no me atrevo siquiera a echarle un vistazo, y que se llama Demon Drop. A la víctima, digo al pasajero, lo sujetan a un sillín que se eleva unos cuarenta metros para luego dejarlo caer en un descenso prácticamente libre. La enorme energía cinética del movimiento se disipa, evidentemente, cuando el aparato describe una curva para entrar en un tramo horizontal de la pista al final de la caída. Pero no tengo la menor intención de comprobarlo personalmente.

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

CUASIMOLECULAS

THE THEORY OF ATOMIC COLLISIONS. N. F. Mott y H. S. W. Massey. Clarendon Press; Oxford, 1965.

MOLECULAR COLLISION THEORY. M. S. Child. Academic Press; London, 1974.

AB INITIO QUANTUM CHEMISTRY IN THE MOLECULAR MODEL OF ATOMIC COLLISIONS. A. Macías y A. Riera. *Physics Reports*, vol. 90, n.º 5. North-Holland Publishing Company. Amsterdam; octubre, 1982.

REACTORES DE FUSION POR CONFINAMIENTO MAGNETICO

RECENT DEVELOPMENTS IN THE DESIGN OF CONCEPTUAL FUSION REACTORS. F. L. Ribe en *Nuclear Technology*, vol. 34, n.º 2, págs. 179-208; julio, 1977.

PROGRESOS HACIA UN REACTOR DE FUSIÓN TOKAMAK. Harold P. Furth en *Investigación y Ciencia*, n.º 86, págs. 18-31; octubre, 1979.

MAGNETIC FUSION REACTORS. Robert W. Conn en *Fusion*, dirigido por Edward Teller. Academic Press, 1981.

MACROESTRUCTURA DEL UNIVERSO

THE GROWTH OF STRUCTURE IN THE UNIVERSE. J. R. Gott en *Physical Cosmology*, dirigido por Roger Balian, Jean Adouze y David N. Schramm. Elsevier-North Holland, Inc., 1980.

THE LARGE-SCALE STRUCTURE OF THE UNIVERSE. P. J. E. Peebles. Princeton University Press, 1980.

MODERN COSMOLOGY. Yakov B. Zel'dovich en *Highlights of Astronomy*, vol. 6, dirigido por R. West. D. Reidel Publishing Co., 1983.

MADURACION DEL ARN

SPLICED SEGMENTS AT THE 5′ TERMINUS OF ADENOVIRUS 2 LATE mRNA. Susan M. Berget, Claire Moore y Philip A. Sharp en *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, vol. 74, n.º 8, págs. 3171-3175; agosto, 1977.

AN AMAZING SEQUENCE ARRANGEMENT AT THE 5′ ENDS OF ADENOVIRUS 2 MESSENGER RNA. Louise T. Chow, Richard E. Gelinas, Thomas R. Broker y Richard J. Roberts en *Cell*, vol. 12, n.º 1, págs. 1-8; septiembre, 1977.

THE INITIATION SITES FOR RNA TRANSCRIPTION IN AD2 DNA. Ronald M. Evans, Nigel Fraser, Edward Ziff, Jeffrey Weber y James E. Darnell en *Cell*, vol. 12, n.º 3, págs. 733-739; noviembre, 1977.

IMPLICATIONS OF RNA·RNA SPLICING IN EVOLUTION OF EUKARYOTIC CELLS. James E. Darnell, Jr., en *Science*, vol. 202, n.º 4374, págs. 1257-1260; 22 de diciembre de 1978.

VARIETY IN THE LEVEL OF GENE CONTROL IN EUKARYOTIC CELLS. James E. Darnell, Jr., en *Nature*, vol. 297, n.º 5865, págs. 365-371; 3 de junio de 1982.

EL MAR MUERTO

SOME GEOCHEMICAL ASPECTS OF THE DEAD SEA AND THE QUESTION OF ITS AGE. Yaacov K. Bentor en *Geochimica et Cosmochimica Acta*, vol. 25, n.º 4, págs. 239-260; 1961.

THE MICROBIOLOGY AND BIOGEOCHEMISTRY OF THE DEAD SEA. A. Nissenbaum en *Microbial Ecology*, vol. 2, págs. 139-151; 1975.

THE DEAD SEA: DEEPENING OF THE MIXOLIMNION SIGNIFIES THE OVERTURE TO OVERTURN OF THE WATER COLUMN. I. Steinhorn, G. Assaf, J. R. Gat, A. Nishry, A. Nissenbaum, M. Stiller, M. Beyth, D. Neev, R. Garber, G. M. Friedman y W. Weiss en *Science*, volumen 206, n.º 4414, páginas 55-57; 5 de octubre de 1977.

SEIS MILENIOS DE MATANZAS DE BISONTES

AN INTRODUCTION TO THE ECOLOGY OF EARLY PREHISTORIC COMMUNAL BISON HUNTING AMONG NORTHERN PLAINS INDIANS. George W. Arthur. National Museum of Man Mercury Series, Archaeological Survey of Canada, Paper 40; 1975.

BISON PROCUREMENT AND UTILIZATION: A SYMPOSIUM. Dirigido por Leslie B. Davis y Michael Wilson. Memoir 14, Plains Anthropologist; 1978.

PREHISTORIC HUNTERS OF THE HIGH PLAINS. George C. Frison. Academic Press, 1978.

LA EXTINCION DE LOS AMMONITES

GOMETRIC ANALYSIS OF SHELL COILING: COILING IN AMMONOIDS. David M. Raup en *Journal of Paleontology*, vol. 41, n.º 1, páginas 43-65; enero, 1967.

HYDROMECHANICAL DESIGN OF FOSSIL CEPHALOPODS. J. A. Chamberlain en *Ammonoidea: Evolution, Classification, Mode of Life, and Geological Usefulness of a Major Fossil Group*, dirigido por M. R. House y J. R. Senior. Academic Press, 1980.

CHAMBER REFILLING IN *NAUTILUS*. P. Ward y L. Greenwald en *Journal of the Marine Biological Association of the U.K.*, vol. 62, págs. 469-475; 1981.

SHELL SCULPTURE AS A DEFENSIVE ADAPTATION IN AMMONOIDS. P. Ward en *Paleobiology*, vol. 7, número 1, págs. 96-100; 1981.

NEGOCIACIONES BILATERALES Y CARRERA DE ARMAMENTOS

PROGRESS IN ARMS CONTROL? Introducciones de Bruce M. Russett y Bruce G. Blair. W. H. Freeman and Company, 1979.

ARMS CONTROL AND DISARMAMENT AGREEMENTS. United States Arms Control and Disarmament Agency, 1982.

JUEGOS DE ORDENADOR

AUTOMATA STUDIES. Dirigido por Claude E. Shannon y John McCarthy. Princeton University Press, 1956.

MATHEMATICAL GAMES. Martin Gardner en *Scientific American*, vol. 223, n.º 4, págs. 120-123, octubre, 1970, y vol. 224, n.º 2, págs. 112-117, febrero, 1971.

WINNING WAYS FOR YOUR MATHEMATICAL PLAYS. Elwyn R. Berlekamp, John H. Conway y Richard K. Guy. Academic Press, 1982.

LOTUS 1-2-3 USER'S MANUAL. John Posner, Steven E. Miller, Ezra Gottheil y Jeff Hill. Lotus Development Corporation, 1983.

TALLER Y LABORATORIO

HARRY G. TRAVER: LEGENDS OF TERROR. Richard Munch. Amusement Park Books, Inc., Mentor, Ohio, 1982.

Taller y laboratorio

Contemplando la conducta de los zapateros, insectos que patinan (y corren) sobre el agua

Jearl Walker

Pongo a los zapateros entre los más fascinantes de todos los insectos. Pertenecientes al orden de los Hemípteros, viven en la superficie de corrientes de agua tranquilas. En América del Norte se conocen de 75 a 85 especies y hay varios centenares en todo el mundo, de las que no pocas son exclusivamente marítimas. Me he detenido a contemplar algunos tipos de patas largas (de la familia de los Gérridos), maravillándome su forma de vivir.

Estos insectos patinan, saltan y revolotean por el agua cuando se les molesta, a una velocidad de metros por segundo. Avanzan otras veces muy despacio. Pero no nadan, sino que se deslizan por la superficie, apoyándose sobre ésta de un modo parecido a como los corredores de velocidad toman la salida apoyándose e impulsándose contra un calzo. Se localizan entre sí por las ondas que generan en su movimiento. Ondas de las que se sirven también para ubicar los objetos de su entorno.

Los zapateros de agua dulce pasan el invierno escondidos bajo peñas o entre la vegetación, acostados en el fondo de arroyos, charcos o pantanos. En primavera recobran su actividad, suben a la superficie y se aparean. Las hembras ponen los huevos en objetos sumergidos. Transcurridas dos semanas, las ninfas eclosionan y salen a la superficie. En menos de un mes alcanzarán la madurez.

Los zapateros de mis ensayos eran unos insectos asustadizos, capaces, diríase, de verme llegar. Los ahuyentaban las ondas que yo generaba al vadear la corriente. Hube de esforzarme en moverme con suavidad y permanecer inmóvil hasta que se olvidaran de mi presencia.

Valiéndome de un cazamariposas de malla fina, cuyo largo mango me permitía no delatar mis intenciones, capturé algunos. Inútil hubiera sido perseguirlos en el agua, donde todas las ventajas estaban en su favor. Al que atrapaba, lo encerraba en un tarro de vidrio, operación en la que debía andar ligero, si no quería que el bicho, capaz de saltar varios centímetros, se escapara del bote antes de haberlo tapado.

Los zapateros que observé pertenecían a la especie *Gerris remigis*, que, al igual que los demás tejedores de agua dulce, poseen cierto desarrollo alar en el dorso. (Los zapateros marinos carecen del mismo.) La longitud de aquellos ejemplares variaba entre menos de medio centímetro y centímetro y medio. Los juveniles medían escasos milímetros.

Raramente los vi en las orillas de lagos, charcas o arroyos de anchura superior a dos o tres metros. En cursos menores no los encontré donde el agua era turbulenta o la cubría un manto de algas. Tampoco aparecían en zonas de vegetación escasa. Abundaban en cursos lentos y con algo de vegetación emergente. Preferían estanques o canales de unos pocos centímetros de profundidad. Quizá se agrupen allí porque resultan demasiado someros para peces depredadores.

Se detectan enseguida. En cuanto me metía en un hábitat idóneo en principio, la superficie se convertía en un frenético bullir de ondas provocadas por su huida. En mis primeras exploraciones descubrí docenas de lugares cubiertos de zapateros chicos. Por fin, en un arroyo, di con un remanso plagado de ejemplares de gran tamaño.

Pasé horas contemplando sus movimientos, sentado en la orilla o de cuclillas en el agua; atrapé algunos y los solté dentro de una garrafa de plástico llena de agua. Si andaba con cuidado de no asustarlos, se quedaban en la superficie, yendo de un lado a otro, sin refugiarse en la maleza de la orilla.

Me tumbé junto a la garrafa provisto de una lupa de 20 aumentos. ¿Cómo se las arreglan para posarse y andar sobre el agua? Me armé de paciencia. Tenía que esperar que alguno entrara en el plano focal de la lupa. Lo seguía durante algunos instantes, antes de que se asustara y escapara.

Para fotografiar los que había en el arroyo instalé un teleobjetivo en mi cámara de 35 milímetros, que es un modelo reflex de objetivo simple. Cuando metía uno en el recipiente de plástico lo acechaba paciente y quedamente con un objetivo de proximidad instalado en la cámara.

Si alguien trata de fotografiar estos insectos al natural, hará bien en eliminar parte de la luz reflejada en la superficie del agua. Si no, las fotos serán de las imágenes de los árboles circundantes. Para amortiguar las reflexiones, fíjese con cinta adhesiva un polarizador sobre el objetivo. Tal filtro debe montarse con el eje vertical.

Los zapateros tienen tres pares de patas. Las anteriores, cortas, contribuyen a soportar el peso. En los que yo cacé las medias y posteriores eran mucho más largas que el cuerpo. Las dos medias tienen función propulsora. Las dos posteriores, que también ayudan a la propulsión, le sirven al insecto para guiarse en su deslizamiento por la superficie del agua.

Cada pata consta de varios artejos, los cuales, nombrados desde el cuerpo hacia fuera, son la coxa, el trocánter, el fémur, la tibia y el tarso. Este, por su parte, puede estar compuesto de varias piezas o artejos sucesivos.

Los zapateros de patas largas se distinguen por poseer una uña en el último artejo tarsiano, al final del apéndice. Por su posición, esa uña quizás ayude al insecto cuando está posado sobre el agua, aprovechando la tensión superficial de ésta.

Cuando está quieto, el insecto apoya su peso en las seis patas. En las anteriores y medias, únicamente el tarso está en contacto con el agua. En las posteriores, lo están la tibia y el tarso. Tales partes no están sumergidas, sino que se asientan en depresiones poco profundas que se forman en la superficie del agua. Las depresiones correspondientes a las patas anteriores son pequeñas. Las de las demás patas son alargadas, pues con el agua hay en contacto mayor porción de pata.

Situándose cerca de un zapatero con la luz solar bajo el ángulo adecuado, las depresiones se localizan enseguida. En otros casos se patentizan en la sombra que proyecta el insecto sobre el fondo del arroyo o del recipiente. Se distingue entonces una sombra delgada, correspondiente al cuerpo, y unos óvalos más destacados en el extremo de la fina sombra que arroja cada pata.

En una superficie plana de agua, los rayos solares que iluminen una zona determinada se refractarán en la misma dirección y, así, iluminarán uniformemente el fondo de una corriente de agua o de un recipiente. Pero cuando atraviesan la depresión que rodea el

tarso, no ocurre igual y salen desviados hacia los lados. La sombra que se proyecta entonces en el fondo es considerablemente mayor que el tarso. Sombras de mayor tamaño que me resultaron muy útiles; pues, cuando un insecto movía una pata, seguía mejor al óvalo que al propio apéndice.

Los zapateros suelen deslizarse pausadamente, en busca de alimento. Ese ritmo lo rompen a veces en movimientos violentos, cual dardos, por encima del agua. Siempre en una dirección rectilínea. Al final de cada deslizamiento, se detienen, cambian de posición una de las patas medias, o las dos, para reorientar el cuerpo y, luego, vuelven a impulsarse otra vez.

Seguía sin mayor dificultad los movimientos lentos; pero no pude observar con detalle los rápidos. En los lentos, se impulsan moviendo hacia atrás las patas medias. Las posteriores permanecen casi inmóviles, aunque quizá se extiendan también un poco hacia atrás. Las anteriores parecen servir únicamente de apoyo.

Los movimientos rápidos se han filmado con película ultrarrápida. En este caso, las patas ejecutan esencialmente las mismas funciones, pero el movimiento hacia atrás de las medias dura sólo unos 20 milisegundos. La aceleración es fuerte, del orden de 10 veces la de la gravedad. Momentáneamente las patas anteriores se elevan para despegarse del agua, al igual que el extremo superior de las tibias de las patas posteriores. Terminada la aceleración, los dos pares de patas retornan a la superficie del agua y el zapatero patina de nuevo. Las patas posteriores hacen entonces de estabilizadores para mantener recta la trayectoria. Luego, la energía cinética del movimiento acaba disipándose y el insecto se para. La energía se pierde en las ondas que genera el movimiento y en el frotamiento entre el insecto y la superficie del agua.

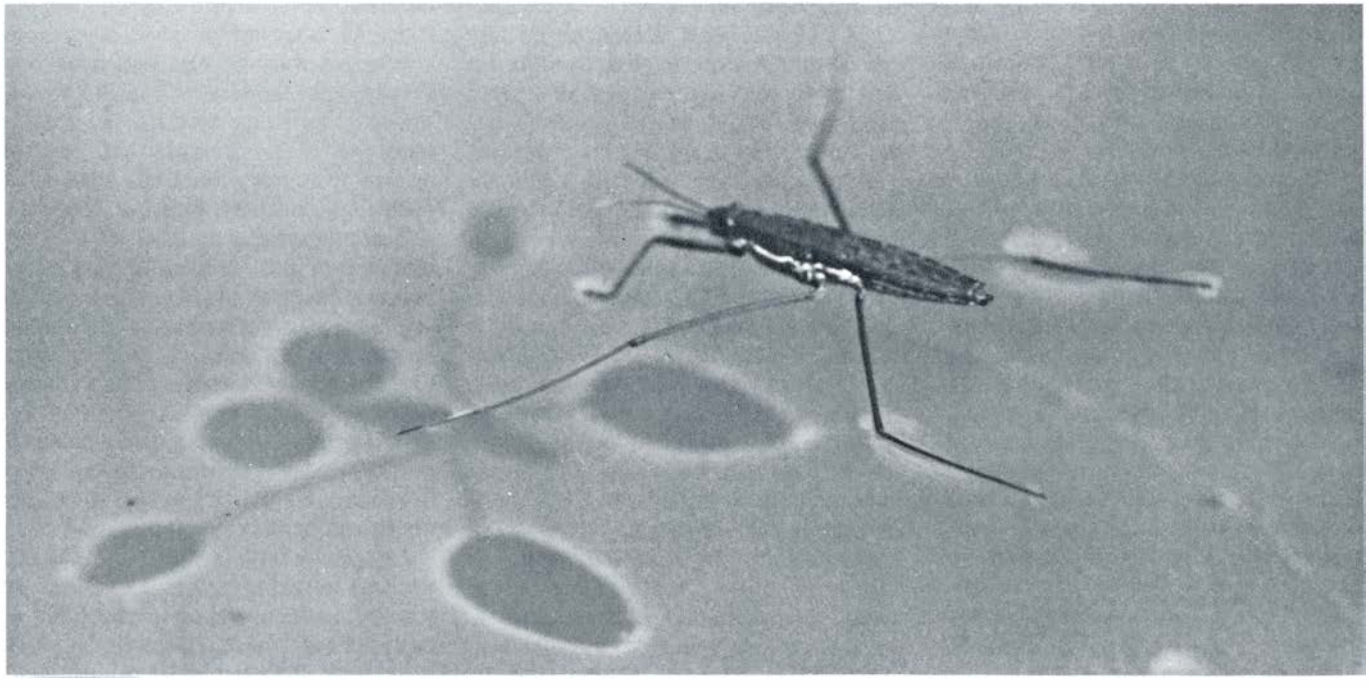
En la propulsión producida por las patas medias intervienen varias rotaciones. El tarso y la tibia giran en torno a la articulación entre la tibia y el fémur con mayor rapidez que rota el fémur en torno a su unión con el trocánter. Estas dos rotaciones lanzan el tarso contra la pared trasera de la depresión en la cual se encontraba inicialmente. Y la resistencia del agua a tal empuje proporciona la fuerza de propulsión.

En este movimiento apreciamos la doble importancia que tiene la longitud de las dos patas medias. En primer lugar, ofrece un brazo de palanca largo para actuar contra la superficie del agua. Del mismo modo, todo remero sabe que un remo largo alivia la estrepada.

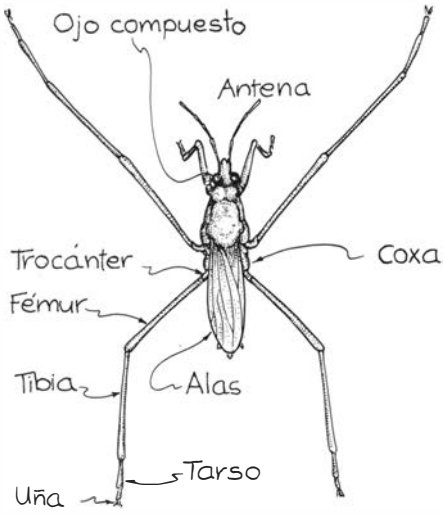
En segundo lugar, la longitud del tarso aumenta el rozamiento con el agua y, por tanto, también el rendimiento de cada impulso de la pata hacia atrás. Por su parte, los apéndices anteriores tienen unos tarsos más cortos para reducir a un mínimo el rozamiento en ellos. Hay especies de zapateros dotadas de láminas remeras que se despliegan en el tarso de las patas centrales para favorecer el empuje contra el agua. Otras poseen unas proyecciones en las patas cuyo efecto es agarrarse a la superficie del agua, de la misma manera que las tachuelas de una cubierta de neumático penetran en la nieve para afianzar la tracción.

Gran parte del apoyo que necesita el insecto para descansar o deslizarse por el agua proviene de la tensión superficial de ésta. La tensión superficial es el nombre que se da a la cohesión del agua superficial. En los textos tal fenómeno se explica en función de la atracción eléctrica entre las moléculas del agua. Consideremos una molécula que se encuentre en la superficie de agua pura. Sobre ella actúan fuerzas eléctricas que la atraen hacia sus vecinas, pero esas fuerzas se contrarrestan por simetría. Además se ve atraída hacia abajo por las moléculas situadas inmediatamente debajo, pero no puede penetrar en la masa de agua: choca con dichas moléculas subyacentes, que están todas en movimiento. Así se dice que la superficie se halla en estado de tensión, pues toda molécula de la misma está sometida a una fuerza eléctrica neta dirigida hacia abajo.

Se puede estudiar también la tensión superficial desde el punto de vista de la energía. Supongamos que se quiera ampliar la superficie. Para ello habrá que llevar a ella moléculas de agua procedentes del interior de ésta. Inicialmente una de tales moléculas no sufrirá fuerza neta alguna, porque el promedio del efecto de las fuerzas que le transmiten las moléculas contiguas es nulo. Pero, una vez en la superficie, aparece una fuerza neta dirigida hacia abajo. O sea, el traslado de la molécula desde el seno del agua hasta su superficie consume una energía que debe cederle el



1. Un zapatero con su sombra



2. *Zapatero adulto (***Gerris remigis***)*

principio causante de la expansión de la superficie. En esta descripción se dice que la superficie se encuentra en estado de tensión, porque el agua tiende a rebajar su energía contrayendo su superficie.

La tensión superficial del agua se caracteriza por su sorprendente vigor. Coloquemos con sumo cuidado una aguja de coser sobre el agua, en posición horizontal: la tensión superficial la mantendrá a flote. La fuerza requerida para ello procede de la depresión que produce en la superficie el peso de la aguja. Al principio ésta empieza a hundirse, curvando la superficie, pero enseguida la misma superficie ejerce sobre la aguja una fuerza neta dirigida hacia arriba. Parte de esa fuerza se debe al empuje de Arquímedes (pues la aguja desplaza algo de agua); el resto procede de la tensión a lo largo de la superficie curva de la depresión. Cuando este ensayo se ejecuta adecuadamente, la aguja sufre una fuerza ascendente que basta para equilibrar su peso y mantenerla a flote.

Un insecto que descanse sobre los tarsos de sus patas recibe un soporte similar. Pero, además, ha desarrollado otros mecanismos de apoyo. Numerosas especies de zapateros disponen de pelos finos y tupidos en patas y cuerpo con el que atrapan aire. Pelos, patas y cuerpo pueden estar cubiertos de una sustancia cerosa hidrófoba.

El aire atrapado proporciona un empuje hidrostático adicional. Para desvelar la presencia de ese aire hundí un insecto en el agua. Efectivamente, dentro del agua, el aire relucía bajo el Sol. Cuando solté el insecto, éste volvió a ganar la superficie sin tardanza para marcharse a toda velocidad, evidentemente todavía seco.

En los zapateros marinos se ha descubierto, hace poco, otra causa de resistencia a la humectación. Estos insectos la necesitan porque están más expuestos a la lluvia y a las salpicaduras y rara vez disponen de un cuerpo flotante al que saltar para secarse. Difieren de sus homónimos de agua dulce en la estructura de la microtriquia, que es el pelo microscópico fijo a la superficie del cuerpo. En las especies de agua dulce, los pelos tienen forma ganchuda y sobresalen del cuerpo. En las especies marinas tienen forma de seta, probablemente para facilitar la captura de diminutas burbujas de aire con las que aumentar el empuje de Arquímedes.

Pero también los zapateros se mojan de verdad. ¿Ha fallado entonces el aire atrapado en los pelos o el revestimiento ceroso? Observé varios insectos que parecían hundirse gradualmente en el agua. En tales casos, se encaraman a una roca o a una hoja de nenúfar para secarse.

A la vez que trataba de conseguir primeros planos de un zapatero le incité durante un buen rato para que se deslizara de un lado a otro por el agua encerrada en la vasija. En cuanto comenzaba a hundirse avanzaba hasta una pared de ésta, alzaba una pata apoyándola en el plástico y permanecía así un rato. Si no daba con la pared, se las arreglaba para secarse frotando una pata anterior contra la pata media contigua, sacando ambas del agua. En las tibias de las patas anteriores tienen un vello especial del que se sirven para eliminar el agua de los otros apéndices en tales circunstancias.

El empuje de Arquímedes, la tensión superficial y la repulsión al agua dotan al insecto de un sostén firme cuando tiene las patas secas. Entonces, no sólo puede mantenerse en el agua sobre las seis patas, sino que le es posible traspasar su peso a sólo cuatro para acicalarse. En muchas ocasiones los vi brincar varios centímetros en el aire. Y aunque el empellón hacia abajo que requiere esa maniobra creaba ondas en el agua, nunca atravesaban la superficie de ésta. Otras veces ví a dos enzarzados en lo que parecía una pelea. Esta acababa siempre con un insecto, o los dos, saltando por el aire y huyendo. Bien, pues ni siquiera en tales saltos los insectos atravesaban la superficie del agua.

Quedan muchas cosas por decir sobre la tensión superficial. En la naturaleza no se encuentra jamás agua absolutamente limpia. Por más que se depure exhaustivamente en un laboratorio, presentará una superficie cubierta de una monocapa de otras moléculas en cuanto la expongamos breves minutos al aire. El agua que se encuentra en la naturaleza presenta esa capa, que reduce la tensión superficial.

Yo diría que existe otro factor, la viscosidad superficial, que coadyuva a la propulsión de los zapateros. Cuando el insecto extiende rápidamente hacia atrás las patas medias, éstas actúan contra la pared trasera de la depresión que crean. Ahora bien, gracias a la viscosidad superficial, los apéndices no se limitan a deslizarse fuera de la depresión en el curso del movimiento, sino que proporcionan un buen impulso. La viscosidad está asociada a la resistencia de la capa de moléculas superficial (o capa contaminadora) a resbalar sobre la capa de agua inmediatamente inferior.

En cierta ocasión me detuve ante un zapatero al que le estaba costando atravesar un trecho de agua, casi estancada y cubierta en parte por una espesa capa de verdín muy viscoso. La curiosidad me llevó al experimento siguiente: si azuzaba a un insecto hacia esa zona, éste ya no podía impulsarse contra el agua para deslizar. Se esforzaba en saltos hacia adelante: con las patas medias se aupaba y volaba algunos centímetros antes de aterrizar, parándose en seco. Cuando lo acosé hacia una zona de agua más limpia, volvió a moverse deslizándose como de costumbre.

Cuando un zapatero se desliza por el agua, la que cae bajo los tarsos de apoyo fluye rápidamente hacia los contornos curvos de las depresiones. En la zona cubierta de verdín ese flujo lo impide la gran viscosidad, que, por otro lado, proporciona un apoyo firme para el brioso salto del animal.

Los zapateros son muy ágiles; las hembras pueden moverse incluso durante el apareamiento. Cierta tarde contemplé durante casi una hora una pareja apareándose. Cesaron únicamente cuando los capturé. El macho montaba a la hembra por detrás apoyando su peso sobre ella y las patas posteriores propias. Con las anteriores rodeaba el cuerpo de la hembra inmediatamente por delante de sus patas medias. (Esos apéndices, en el macho, se mantenían levantados.) El abrazo sexual deja libres las patas de la hembra. Durante el apareamiento el macho no se movía. La hembra, empero, seguía moviéndose lentamente por la superficie, incapaz de deslizarse con rapidez, aunque aún podía recorrer trechos de un centímetro más o menos.

Imaginaba en un principio que la aptitud de los zapateros para mantenerse y deslizarse sobre el agua dependía de cuán distante fuera la separación entre los puntos en que las patas tocan el agua. En cada uno de éstos la curvatura

de la superficie de la depresión en torno al tarso produce una fuerza sobre el insecto. ¿Qué ocurriría si esas depresiones se acercaran unas a otras? Pues que la superficie entre cada dos tarsos contiguos se allanaría y produciría una fuerza de sostén menor. Así que supuse que los zapateros tienen pocas posibilidades de juntar mucho las patas.

Supuse mal. Evidentemente, la propulsión que se da un insecto hace necesario que las patas medias se acerquen a las posteriores. Hay un instante, el de autoaceleración, en que el insecto alza fuera del agua los apéndices anteriores recayendo todo el peso en las patas medias y posteriores. Los tarsos de ambas patas se hallan entonces muy juntos. A pesar de lo cual, el insecto no atraviesa la superficie.

La pareja acoplada que yo estuve observando apoyaba su peso sobre la extensión de agua subyacente a la hembra. Quizá su elevación sobre el agua fuese menor, pero, evidentemente, no había peligro de que atravesaran la capa superficial, ni siquiera cuando la hembra, al propulsarse, extendía hacia atrás las patas medias. Todavía más. Los zapateros de la familia de los Vélidos tienen las patas cortas, lo que implica que sus zonas de apoyo estén más próximas; gozan, no obstante, de la misma agilidad que los zapateros de patas largas.

El sistema de ondas que crean estos insectos al desplazarse es sorprendente. Cada impulso, con su deslizamiento consiguiente, desencadena un grupo de ondas circulares que se propagan a partir del punto de impulso. Estas ondas se generan durante la etapa de aceleración, cuando el insecto actúa con sus patas medias contra la pared trasera de la depresión en la que descansa.

El movimiento hacia atrás de cada apéndice emite un semicírculo de ondas hacia un lado. Como las dos patas están sincronizadas, ambos grupos de ondas se fusionan delante y detrás del insecto. Se trata de una fusión casi perfecta. Pero si observamos de cerca un zapatero, veremos que el grupo de ondas que se propagan hacia atrás deja dos estelas, cuyo origen yo pondría en las patas posteriores.

No es fácil estudiar la generación y propagación de esas ondas. Nacen cuando una perturbación, el propio empellón hacia atrás de las patas del insecto, altera la superficie inicialmente plana del agua. Dos fuerzas, que actúan para restituir a la superficie su forma plana, responden a la propagación de las ondas a partir del punto perturbado.

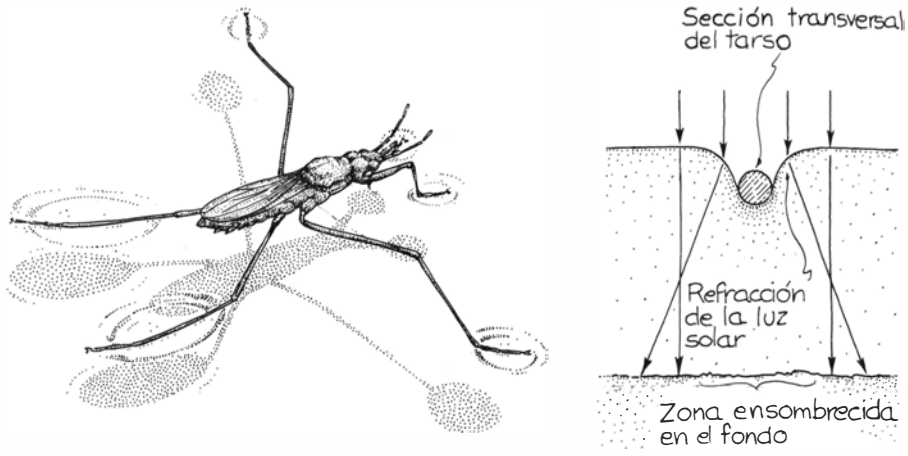
Con una longitud de onda corta (o sea, cuando la superficie del agua está fuertemente curvada), la tensión superficial constituye la fuerza predominante. Las ondas se llaman entonces ondas de capilaridad. Para grandes longitudes de onda domina la gravedad, y se habla entonces de ondas de gravedad. En situaciones intermedias hay que considerar ambas fuerzas. En ningún caso una onda que viaje sobre el agua será una onda senoidal simple, pese a lo que se afirma en muchos textos.

Matemáticamente, la estructura que se desplaza por la superficie se considera superposición de un gran número de ondas senoidales de longitudes de onda distintas. Estas, en el modelo matemático, reciben el nombre de ondas de fase. Su celeridad depende de su longitud, por cuya razón estas ondas no viajan en sincronía y acaban interfiriéndose.

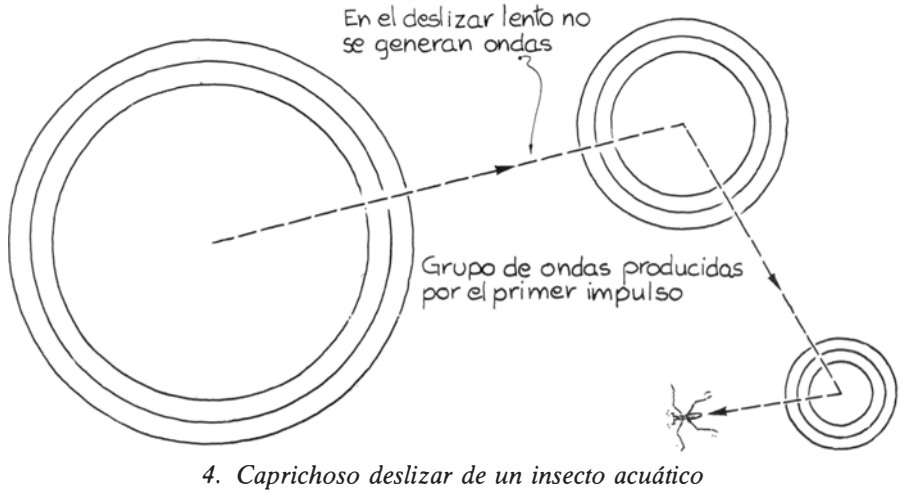
El resultado acostumbra a ser impresionante. La perturbación que produce la pisada del insecto emite una serie corta de ondas de fase, que, juntas, formarán un grupo de ondas que se propaga desde el insecto. A cada lado del grupo de ondas el agua se mantiene plana. Dentro del grupo pueden descubrirse hasta cinco crestas. La distancia entre éstas es aproximadamente la longitud de onda media de las ondas de fase que componen el grupo de ondas.

La celeridad a la que se trasladan las crestas por el agua se llama velocidad de fase; difiere de la velocidad del grupo de ondas en conjunto. Cuando predomina la gravedad en la propagación, la velocidad de fase es mayor que la de grupo. Por tanto, las crestas aparecen en la parte posterior del grupo de ondas, alcanzan el centro de éste y desaparecen en la parte delantera. Como su amplitud es máxima en el centro del grupo, es posible seguir la variación en la amplitud de la cresta cuando lo atraviesa.

Las ondas que generan los zapateros son de capilaridad. Sus longitudes de onda, suficientemente cortas, posibilitan que predomine la tensión superficial como fuerza restauradora. En ellas la velocidad de fase es menor que la de grupo. De ahí que las crestas en un grupo de ondas creado por un zapatero aparezcan en la parte delantera, crezcan en amplitud a medida que el centro del grupo las alcanza, decrezcan en amplitud a medida que la parte posterior



3. Así se forma la sombra que arroja un zapatero



4. Caprichoso deslizar de un insecto acuático

llega a ellas y, finalmente, mueran. En todo instante el grupo de ondas presenta unas cinco crestas separadas un milímetro más o menos.

Este grupo de ondas se expande en una forma bastante circular hasta tropezar con un obstáculo o disipar su energía. Tras un deslizamiento, el insecto genera otro sistema similar de ondas de capilaridad. Si la velocidad del artrópodo con respecto al agua es inferior a 0,23 centímetros por segundo, no se generan ondas. Se trata de la velocidad umbral de propagación de ondas por la superficie del agua. Los insectos que se muevan a una velocidad inferior no perturbarán el agua, salvo por el grupo de ondas que inicia su propulsión.

Si el insecto se desliza a una velocidad por encima de la umbral, generará ondas continuamente. El sistema de ondas resultante presenta dos rasgos curiosos. Uno de ellos es que las ondas que anteceden al insecto están espaciadas más densamente que las que le siguen. El otro es que las ondas se configuran en *V*, con el vértice en la cabeza del animal.

En 1883 Lord Rayleigh demostró matemáticamente que un objeto pequeño que se mueva en el agua a una velocidad relativa que exceda de 0,23 centímetros por segundo emite hacia adelante unas ondas de longitud más corta que las que emite hacia atrás. Su interés no se polarizaba en los sistemas de ondas generados por insectos, sino en los producidos por un sedal de pesca en una corriente. El sedal entorpecía el movimiento del agua. (Aunque el sedal estaba quieto y el insecto se movía, la diferencia no importa, pues lo que cuenta es la velocidad relativa del objeto y el agua.) El obstáculo genera unas ondas que, corriente arriba del mismo, crean crestas de onda densamente espaciadas. Estas son partes de ondas de capilaridad. Corriente abajo del obstáculo, la perturbación produce crestas muy espaciadas. Estas son partes de ondas de gravedad.

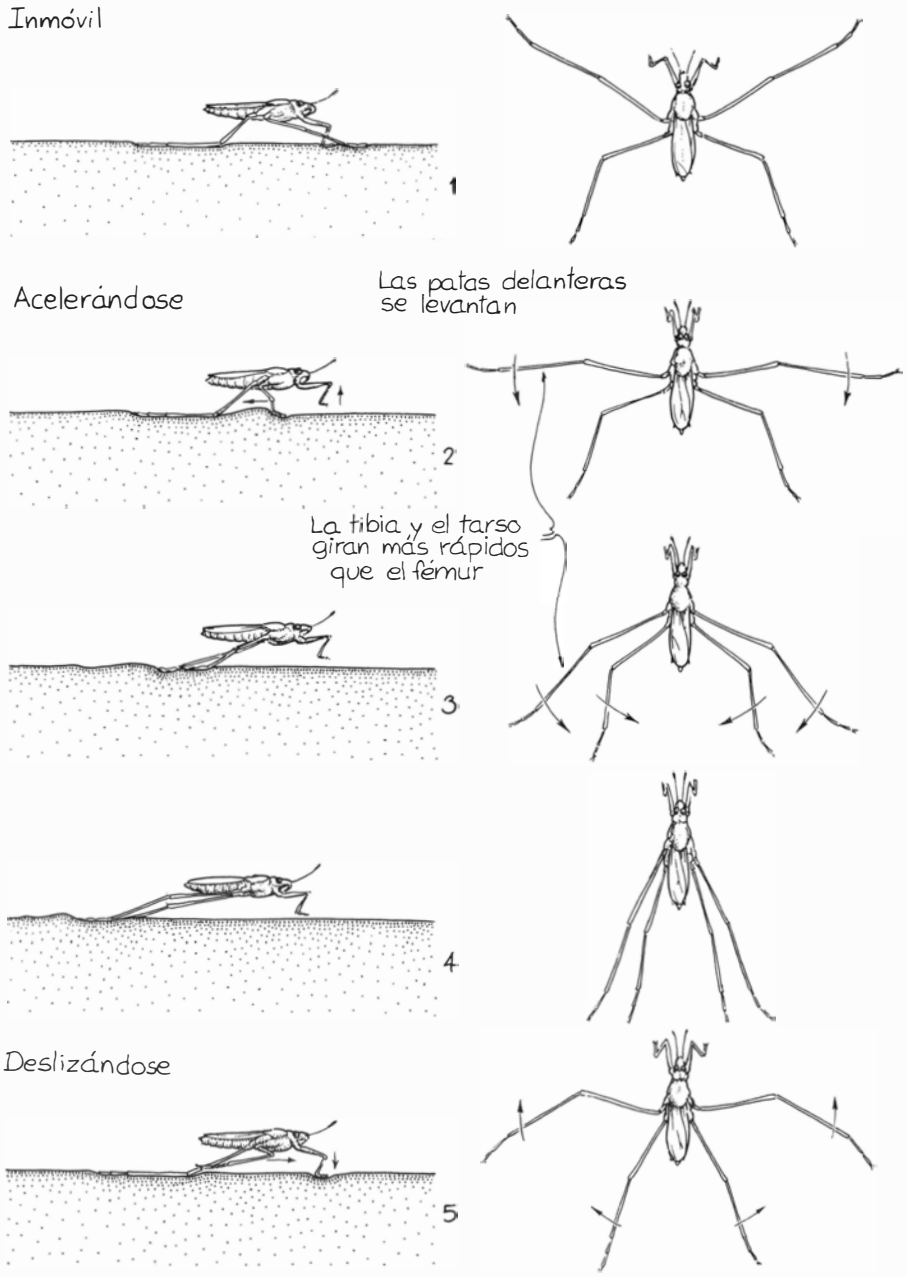
En el sistema de ondas en *V* que rodea al zapatero, las de capilaridad caen fuera de la *V*; las de gravedad, dentro. El ángulo de la *V* refleja una relación matemática que es el doble de la velocidad de las ondas de 0,23 centímetros por segundo, dividida por la velocidad relativa del obstáculo y el agua. O sea, un zapatero dejará una estela en *V* tanto más estrecha cuanto más rápido se deslice.

En 1972, R. Stimson Wilcox, de la Universidad nacional de Australia, demostró que las ondas superficiales generadas por los zapateros desempeñan un importante papel en su apareamiento. Capturando algunos ejemplares del género *Rhagadotarsus* Breddin los estudió instalándolos en un gran cuenco de agua. El macho iniciaba el acoplamiento generando señales ondulatorias. Para ello buscaba apoyo en el agua con las patas anteriores y con las medias (y quizá también con las traseras) emitía las señales.

Stimson descubrió tres tipos principales de señales que precedían a la copulación, todas de una frecuencia comprendida entre las 17 y las 29 ondas por segundo. El macho llamaba la atención de la hembra emitiendo un grupo de siete o quince ondas de gran amplitud. Podía asimismo transmitir un grupo de sólo dos o tres ondas en lo que Stimson interpretó constituía una señal de cortejo. Si se acercaba una hembra, la señal cambiaba rápidamente a un modo estrictamente de cortejo formado por 30 ondas de pequeña amplitud. Cuando la hembra se encontraba a pocos centímetros del macho, enviaba también la misma señal. Empezaba la fase de apareamiento.

A veces, el macho generaba otra señal de mayor frecuencia en lo que parecía una advertencia para que los demás machos se apartaran de la zona de apareamiento. Si dos machos coincidían, se iniciaba una pelea, quizá de minutos. He asistido a esos enfrentamientos, en los que los insectos se mueven en círculo para luego abalanzarse uno sobre otro, tras lo cual uno de ellos sale en persecución de su adversario.

En mis excursiones por arroyos y ríos descubrí zapateros que se comunicaban entre sí a través de las ondas que gene-



5. Fases del movimiento de un zapatero

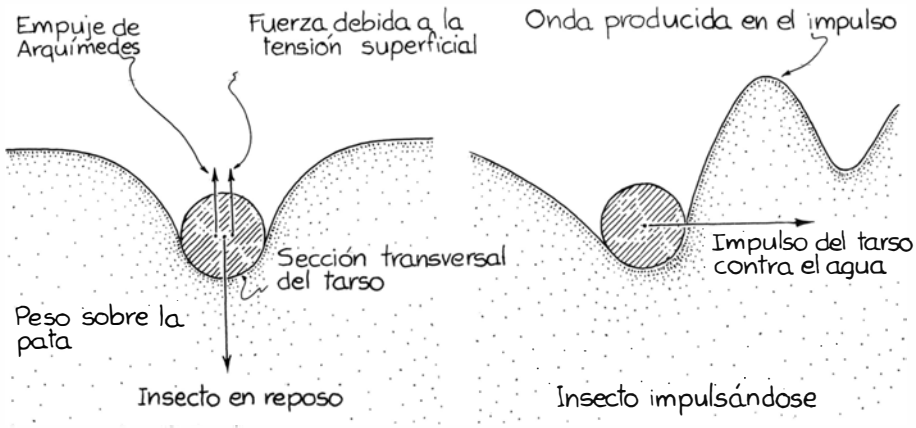
raban. Entonces, cuando un grupo de ondas llegaba a uno de ellos, éste se detenía, parecía vacilar y, luego, se orientaba perpendicularmente a las crestas de la onda y hacia el origen de las mismas. Recorría presuroso un breve trecho en dirección al origen. Tras esperar el paso de un nuevo grupo de ondas, volvía a moverse con rapidez en la misma dirección. No creo que los insectos identifiquen la fuente de las ondas con sólo la vista; si así lo hicieran, sobrarían las pausas intermitentes.

Los zapateros se valen también de ondas para buscar alimento. Cuando una mosca caía al agua y batía violentamente sus alas contra la superficie, algún zapatero la descubría alertado por las ondas resultantes. La vista quizás intervenga cuando el insecto se haya acercado a su presa, no antes.

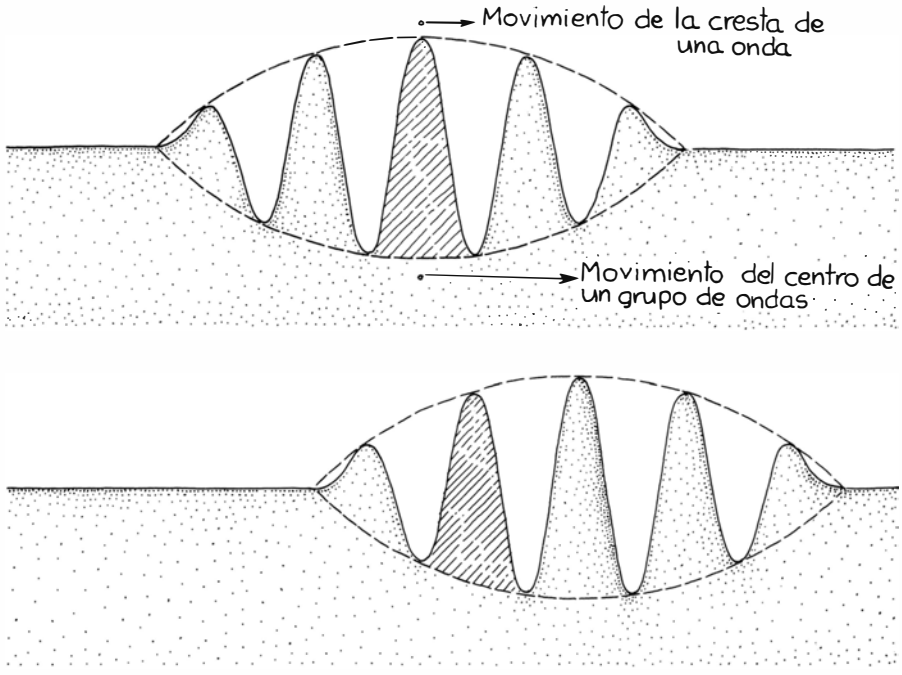
Aunque el aprovechamiento que de las ondas hacen los zapateros me resultaba algo indiscutible, quise efectuar una prueba más concluyente. Removí una ramita dentro del agua, pero sólo se acercó a investigar un insecto. Este, hubiera quizá venido también aunque yo no alterara el agua. Entonces probé con un vibrador de masajes. La pieza oscilante de éste, recubierta por entero de caucho, está accionada por dos pequeñas baterías. (Un vibrador alimentado con corriente doméstica me hubiera convertido en un candidato seguro a la electrocución.) Un conmutador instalado en la caja de las baterías permite variar la frecuencia.

Me adentré en el canal de unos seis metros de ancho que formaba un arroyo. Tras apercibirse de mi llegada, se refugiaron varios zapateros en la orilla. Entonces sumergí parte del vibrador y ajusté su frecuencia a unos 20 hertz. Los insectos cesaron de inmediato en su movimiento, se volvieron hacia mí y, al cabo de unos tres segundos, corrieron hasta situarse a pocos centímetros del instrumento. Como ni éste ni yo presentamos el aspecto de zapateros, deduzco que eran las ondas lo que los atraía.

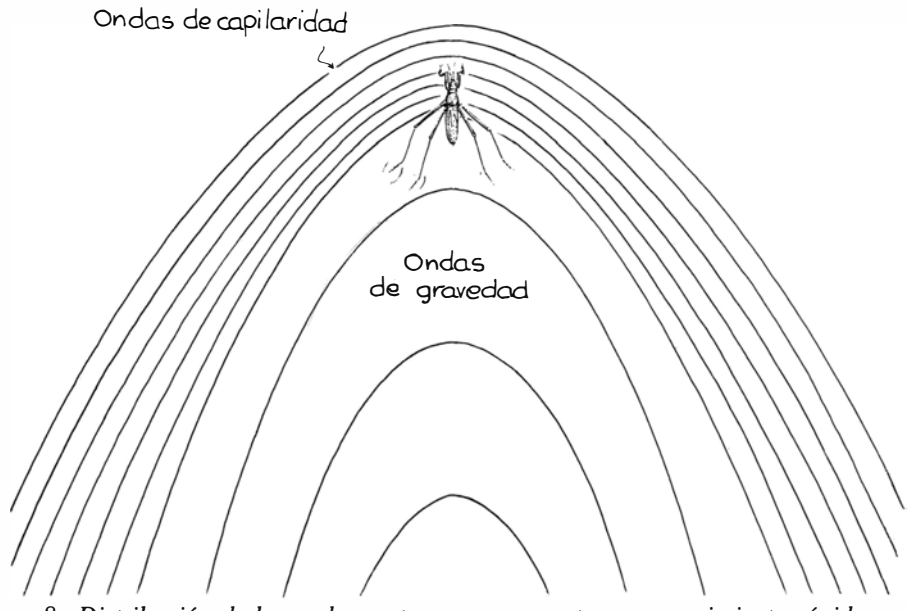
Hay muchos otros tipos de insectos que viven en la superficie de los cursos fluviales. Muy interesante puede ser indagar en torno a los Girinos. Estos generan unas ondas de capilaridad que han sido estudiadas por Vance A. Tucker, de la Universidad de Duke, cuyas investigaciones me han proporcionado la base para la exposición que les he ofrecido acerca de las ondas que generan los zapateros. Otro insecto acuático interesante es el garapito, que se desplaza de espaldas, bogando con las patas, por debajo mismo de la película superficial del agua.



6. Interacción entre una pata de un zapatero y la superficie del agua



7. Movimiento de un grupo de ondas de capilaridad



8. Distribución de las ondas en torno a un zapatero en movimiento rápido

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

VULNERABILIDAD ANTE UN ATAQUE NUCLEAR POR SORPRESA

STRATEGIC VULNERABILITY: THE BALANCE BETWEEN PRUDENCE AND PARANOIA. John D. Steinbruner y Thomas M. Garwin en *International Security*, vol. 1, n.º 1, págs. 138-181; verano, 1976.

BALLISTIC MISSILE GUIDANCE AND TECHNICAL UNCERTAINTIES IN COUNTERSILO ATTACKS. Matthew Bunn y Kosta Tsipis. Program in Science and Technology for International Security, Report n.º 9. Instituto de Tecnología de Massachusetts; julio, 1983.

LAS SALMUERAS

GÉOCHIMIE DES SELS ET DES SOLUTIONS CONCENTRÉES PAR ÉVAPORATION. MODÈLE THERMODYNAMIQUE DE SIMULATION. APPLICATION AUX SOLS SALÉS DU TCHAD. A. Al-Droubi en *Sciences Géologiques*, mem. n.º 46; 1976.

GEOTHERMAL ENERGY UTILIZATION. E. F. Wahe. John Wiley & Sons; New York, 1977.

GRAVITY-INDUCED CROSS-FORMATIONAL FLOW OF FORMATIONS FLUIDS, RED EARTH REGION, ALBERTA, CANADA: ANALYSIS, PATTERNS AND EVOLUTION. J. Toth en *Water Resources Research*, vol. 14, n.º 5, págs. 805-843; 1978.

GEOCHEMISTRY OF HYDROTERMAL ORE DEPOSITS. H. Ll. Barnes. John Wiley & Sons; New York, 1979 (2.ª edición).

HYPERSALINE BRINES AND EVAPORITIC ENVIRONMENTS. A. Nissenbaum. Developments in Sedimentology, 28. Elsevier S. Publ.; 1980.

LA SUSTANCIA MÁS EXTRAORDINARIA EN EL MUNDO. I. V. Petrianov. Ed. Mir; Moscú, 1980.

CENTAURO-A: LA GALAXIA ACTIVA MAS CERCANA

THE X-RAY STRUCTURE OF CENTAURUS A. E. D. Feigelson, E. J. Schreier, J. P. Delvaille, R. Giacconi, J. E. Grindlay y A. P. Lightman en *The Astrophysical Journal*, vol. 251, n.º 1, 1.ª parte, págs. 31-51; 1 de diciembre de 1981.

EXTRAGALACTIC RADIO SOURCES. Dirigido por David S. Heeschen y Campbell M. Wade. D. Reidel Publishing Co., 1982.

THE X-RAY JETS OF CENTAURUS A AND M87. Eric D. Feigelson y Ethan J. Schreier en *Sky and Telescope*, vol. 65, n.º 1, págs. 6-12; enero, 1983.

BASE MOLECULAR DEL CANCER

ONCOGENES OF SPONTANEOUS AND CHEMICALLY INDUCED TUMORS. R. A. Weinberg en *Advances in Cancer Research*, vol. 36, págs. 149-163; 1982.

ONCOGENES. J. Michael Bishop en *Investigación y Ciencia*, n.º 68, páginas 52-64; mayo, 1982.

SUPERESTRUCTURAS DE ESTADO SOLIDO

CONFINED CARRIER QUANTUM STATES IN ULTRATHIN SEMICONDUCTOR HETEROSTRUCTURES. Raymond Dingle en *Festkörperprobleme / Advances in Solid State Physics*, vol. 15, págs. 21-48; 1975.

ELECTRONIC PROPERTIES OF TWO-DIMENSIONAL SYSTEMS: PROCEEDINGS OF THE INTERNATIONAL CONFERENCE ON THE ELECTRONIC PROPERTIES OF TWO-DIMENSIONAL SYSTEMS. En *Surface Science*, vol. 73; mayo, 1978.

INAS-GASB SUPERLATTICES—SYNTHESIZED SEMICONDUCTORS AND SEMIMETALS. L. Esaki en *Journal of Crystal Growth*, vol. 52, 1.ª parte, págs. 227-240; abril, 1981.

ELECTRONIC PROPERTIES OF TWO-DIMENSIONAL SYSTEMS: PROCEEDINGS OF THE FOURTH INTERNATIONAL CONFERENCE ON ELECTRONIC PROPERTIES OF TWO-DIMENSIONAL SYSTEMS. En *Surface Science*, vol. 113, n.os 1-3; enero, 1982.

ARQUEOLOGIA SOCIAL DE LOS MONUMENTOS MEGALITICOS

BEFORE CIVILISATION: THE RADIOCARBON REVOLUTION AND PREHISTORIC EUROPE. Colin Renfrew. Cambridge University Press, 1979.

INVESTIGATIONS IN ORKNEY. Colin Renfrew. Society of Antiquaries, distribuido por Thames and Hudson, 1979.

MONUMENTOS MEGALÍTICOS. Glyn Daniel en *Investigación y Ciencia*, n.º 48, págs. 42-53; septiembre, 1980.

ADAPTACION DE UN COLEOPTERO A UNA SEMILLA VENENOSA

CHEMICAL ECOLOGY. Ernest Sondheimer y John B. Simeone. Academic Press, 1970.

INTRODUCTION TO ECOLOGICAL BIOCHEMISTRY. J. B. Harbone. Academic Press, 1982.

THE NON-PROTEIN AMINO AND IMINO ACIDS: BIOLOGICAL, BIOCHEMICAL AND TOXOLOGICAL PROPERTIES. Gerald A. Rosenthal. Academic Press, 1982.

LA ERUPCION DE KRAKATOA

THE KRAKATOA ERUPCION. R. D. M. Verbeek en *Nature*, vol. 30, n.º 757, págs. 10-15; 1 de mayo de 1884.

THE ERUPTION OF KRAKATOA AND SUBSEQUENT PHENOMENA. Dirigido por G. J. Symons. Trübner & Co., 1888.

THE KRAKATOA AIR-SEA WAVES: AN EXAMPLE OF PULSE PROPAGATION IN COUPLED SYSTEMS. David Harkrider y Frank Press en *The Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, vol. 13, n.os 1-3, págs. 149-159; julio, 1967.

TSUNAMIS OF VOLCANIC ORIGIN: SUMMARY OF CAUSES, WITH PARTICULAR REFERENCE TO KRAKATOA, 1883. J. H. Latter en *Bulletin Volcanologique*, vol. 44, n.º 3, págs. 467-490; 1981.

THE 1883 ERUPTION OF KRAKATAU. Stephen Self y Michael R. Rampino en *Nature*, vol. 294, n.º 5843, págs. 699-704; 24/31 de diciembre de 1981.

JUEGOS DE ORDENADOR

SCIENTIFIC AND ENGINEERING PROBLEM-SOLVING WITH THE COMPUTER. William Ralph Bennett, Jr. Prentice-Hall, Inc., 1976.

HOW ARTIFICIAL IS INTELLIGENCE? W. R. Bennett, Jr., en *American Scientist*, vol. 65, n.º 6, págs. 694-702; noviembre-diciembre de 1977.

TALLER Y LABORATORIO

WAVE-MAKING BY WHIRLIGIG BEETLES (GYRINIDAE). Vance A. Tucker en *Science*, vol. 166, n.º 3907, pág. 897.

COMMUNICATION BY SURFACE WAVES: MATING BEHAVIOR OF A WATER STRIDER (GERRIDAE). R. Stimson Wilcox en *Journal of Comparative Physiology*, vol. 80, págs. 255-266; 1972.

Taller y laboratorio

Cuando vertimos gotas de aceite en agua suceden cosas muy curiosas

Jearl Walker

¿Qué acontece cuando se vierte una gota de aceite, o de algún otro líquido, en un recipiente con agua? Si la gota es soluble en agua, desaparecerá rápidamente en la masa de ésta. Si es insoluble, piénsese en el aceite de parafina, permanecerá donde la hayamos dejado. Si su solubilidad es intermedia, se extenderá por la superficie, hasta convertirse en una capa delgada e invisible; si añadimos luego más gotas, formarán manchas o charcos. ¿Qué es lo que determina el comportamiento de la gota?

La respuesta a esa pregunta permanece, hasta cierto punto, en el aire. Sabemos que el comportamiento de una gota depositada sobre la superficie del agua lo determinan las complejas interacciones (en su mayoría eléctricas) de las moléculas de la superficie de separación. Recientemente, Frode Wissing, del Real Instituto Dental de Dinamarca, me ha remitido un manuscrito de sus experimentos en torno a la solubilidad en agua del ácido oleico (uno de los principales componentes del aceite de oliva) y del aceite de parafina. Este trabajo, ideado como experiencia de cátedra, descubre algunas curiosas piezas del enigma.

La solubilidad en agua de un compuesto químico depende de la importancia del enlace entre las moléculas del mismo y las del agua, de tal modo que el grado de solubilidad es resultado de una pugna entre los enlaces que mantienen unida una molécula y las demás posibilidades de enlace que ofrece la otra sustancia.

La solubilidad en agua de los compuestos orgánicos varía entre márgenes muy amplios. Sin esta variabilidad, la vida no sería posible en la Tierra. Los compuestos orgánicos insolubles constan de grupos de átomos que se enlazan poco (y, a veces, nada) con las moléculas de agua. De estos grupos se dice que son hidrófobos, al igual que de las moléculas que sean insolubles por su causa. Este adjetivo, engañoso, parece insinuar que exista una repulsión entre la molécula (o el grupo) y el agua. Pero no hay tal, ya que el efecto tiene su origen en la debilidad del enlace, tanta que la cohesión del agua excluye el compuesto hidrófobo.

Un ejemplo de compuesto hidrófobo lo tenemos en el aceite de parafina, formado exclusivamente por grupos hidrófobos de átomos de carbono e hidrógeno. Estos grupos hidrocarbonados se enlazan poco, o nada, con las moléculas de agua; toda gota de aceite de parafina que se deposite sobre la superficie del agua permanecerá, pues, intacta. Por su peso, la gota empujará contra la superficie del agua, pero no se disolverá en ella y ni siquiera se esparcirá.

Muchas otras moléculas orgánicas son parcialmente solubles, porque al menos alguno de sus grupos atómicos se enlaza con el agua. Entonces, cuanto mayor número de tales grupos tenga el compuesto, más soluble será. Por ejemplo, la glucosa es un azúcar que se disuelve en agua sin dificultad, porque posee seis grupos hidróxilo (OH) que se enlazan con las moléculas de esta última.

El ácido oleico se encuentra en una posición intermedia entre la parafina y la glucosa. En un extremo de su molécula tiene un grupo COOH, que se enlaza con el agua. El resto de la molécula, constituido por una cadena de grupos hidrocarbonados, es hidrófoba. Esta doble naturaleza de la molécula del ácido oleico responde de su capacidad para extenderse por la superficie del agua hasta formar una capa de una sola molécula de espesor.

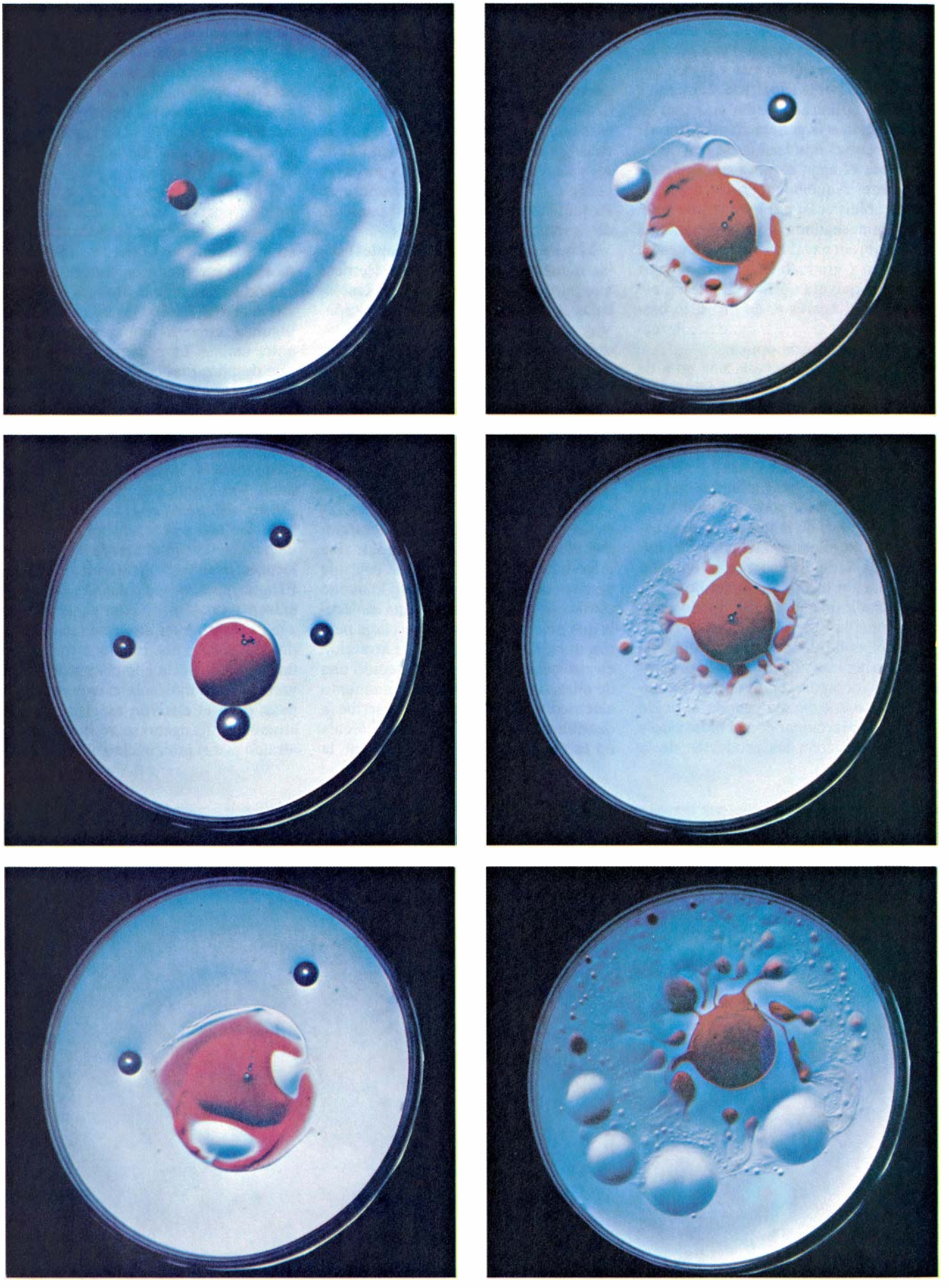
Wissing se proponía ilustrar las diferencias entre las solubilidades del aceite de parafina (estrictamente hidrófobo) y del ácido oleico (parcialmente hidrófilo). Sus experiencias las llevó a cabo en platillos de Petri de nueve centímetros de diámetro perfectamente limpios. (Cualquier contaminación, aun la de una huella digital, deposita una monocapa en la superficie del agua y puede alterar los resultados.) En un proyector suspendido del techo, que rodeó de papel oscuro para que la luz pasara nada más que por el platillo, instaló uno de éstos. Con semejante dispositivo consiguió ampliar diez veces la imagen de lo que ocurría en el platillo, algo más que suficiente para que los alumnos siguieran lo que acontecía en el platillo cuando él agregaba gotas de fluidos orgánicos. Estas experiencias las he repetido a plena satisfacción en mi cocina, aunque empleando aceite de oliva en vez de ácido oleico.

Wissing comenzó poniendo de manifiesto la insolubilidad del aceite de parafina depositando una gota del mismo sobre agua destilada. El aceite, insoluble, se limitó a quedarse encima del agua; adquirió una forma de lente biconvexa. Cuando añadió más gotas, algunas se fusionaron para formar una lente mayor, pero ninguna se extendió por la superficie ni se disolvió.

Realizó luego tres ensayos similares con platillos llenos de otras soluciones: ácido clorhídrico, hidróxido sódico e hidróxido amónico, todos con una concentración 0,1 molar. El aceite formó siempre una lente, sin disolverse en la solución ni esparcirse sobre ella.

Al repetir el experimento con una gota de ácido oleico, consiguió un resultado más espectacular. Había teñido el ácido oleico con un poco de rojo Sudan III, para así observarlo mejor. Cuando puso una gota del ácido sobre el agua pura, en la superficie de ésta se generó una onda de choque, como si alguien hubiera golpeado el platillo. La gota se extendió entonces con toda rapidez por la superficie, dejando una película tan tenue que ni siquiera se distinguía el tinte rojo. Además, parte del ácido formó una gota biconvexa de gran tamaño y otras más pequeñas.

En mis ensayos desplegué una gota de aceite de oliva diminuta desprendiéndola, de una sacudida, de un clip sujetapapeles desdoblado y endereza-



1. Experimentos de Frode Wissing en los que una gota de ácido oleico engulle gotas de parafina vertidas en agua

do. (El cual había previamente limpiado con detergente y luego calentado al rojo uno de sus extremos.) Esa gota desapareció inmediatamente a la vez que se extendía por la superficie; formó una capa cuya finura impedía su observación directa o la generación del tipo de interferencias ópticas que se ven cuando sobre el agua se posa una tongada de aceite. Aquella superficie debía de estar cubierta casi por entero de aceite, pues una segunda gota se mantenía unida durante varios minutos antes de extenderse gradualmente para formar una capa que era perfectamente visible en algunos lugares y, en otros, lo bastante gruesa para crear bandas coloreadas de interferencia óptica.

Cuando Wissing añadía una gota de ácido oleico a un platillo con ácido clorhídrico diluido, también se extendía por toda la superficie para desarrollar una gota grande. Pero entonces la lente era más plana y llenaba casi todo el platillo. El ácido oleico añadido a una solución de hidróxido sódico formaba una lente irregular, de la que escapaba suavemente en hilos; transcurridos 20 minutos, la lente desaparecía, dejando una solución turbia en el platillo.

Al añadir una gota al hidróxido amónico, aquélla se transformaba en hilos, todos ellos bordeados de zonas claras, que corrían rápidamente por la superficie para desaparecer después. La superficie se encalmaba cuando el ácido cesaba de reaccionar con el hidróxido y en ella quedaban los productos de la reacción, aunque la masa líquida no mostraba turbidez alguna.

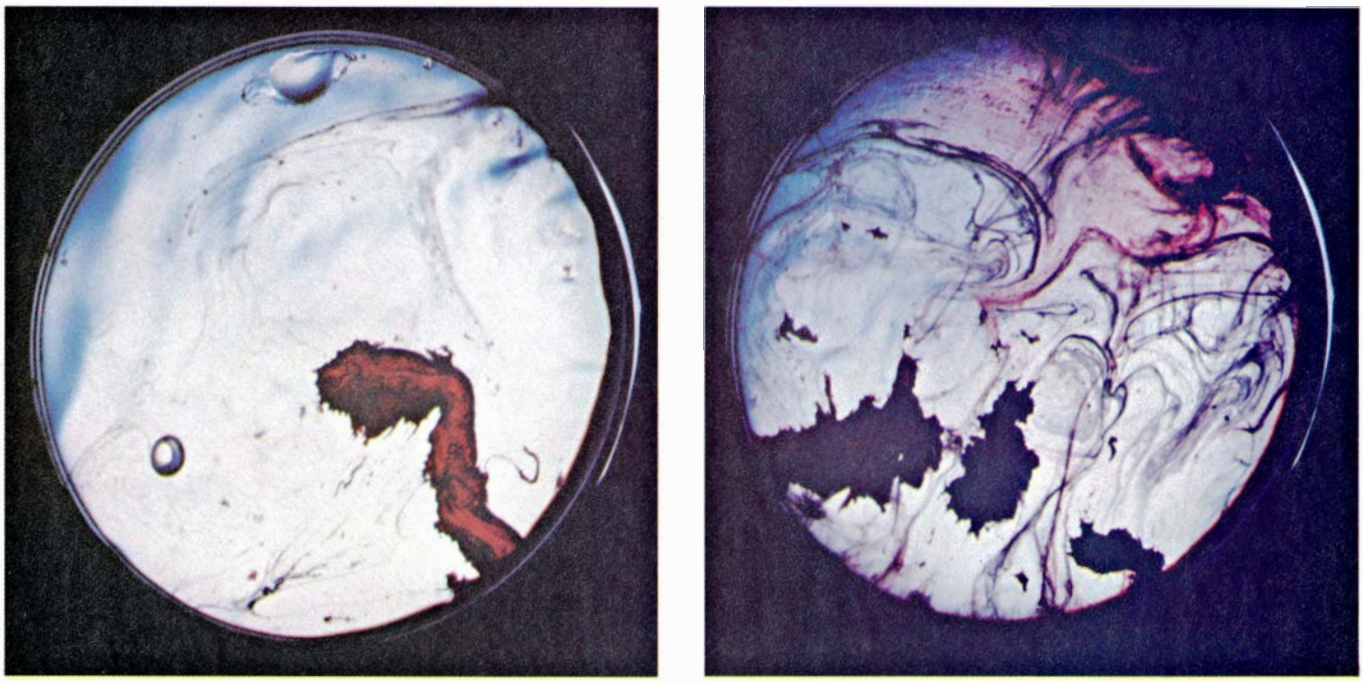
Wissing se fijó la tarea de explicar tales variaciones en función de las fuerzas actuantes entre el ácido oleico y las distintas soluciones. La más sencilla de esas fuerzas es la gravedad, que atrae a cada gota de ácido hacia el seno de la solución y tiende a extenderla por la superficie. Otra fuerza es el empuje de Arquímedes, debido al desplazamiento de la solución.

Más complicadas (e interesantes) son las numerosas interacciones eléctricas que pueden tener lugar entre las moléculas de la gota y las de la solución. Voy a exponerles primero los modelos sencillos que la mecánica cuántica adopta para estas fuerzas y luego la aplicación que de ellos hace Wissing a sus experimentos. Téngase presente, empero, que esos modelos se resienten de la falta de conocimientos más detallados de mecánica cuántica.

Cuando una molécula dispone de lugares con una carga eléctrica neta, es capaz de enlazarse merced a interacciones electrostáticas. Por ejemplo, una molécula que tenga un punto con una carga neta positiva atraerá, en lo que se califica de enlace iónico, a una molécula que presente un punto con carga neta negativa. Un segundo tipo de atracción electrostática se desarrolla cuando una de ellas, o las dos, tengan un momento eléctrico. (Término éste que describe la distribución de carga en una molécula no esférica.) En cuyo caso, aunque la molécula no posea carga neta, el centro de su carga negativa (de los electrones) no coincide con el de su carga positiva (de los protones). En tal situación aparece un campo eléctrico en torno a la molécula. Entonces, cuando dos moléculas de este tipo se sitúan cada una en el campo eléctrico de la otra, resultan atraídas.

Una tercera fuerza atractiva también posible aparece cuando una molécula dotada de un momento eléctrico intenso se encuentra en la vecindad de otra molécula carente de él. En este caso, el campo eléctrico de la primera molécula altera la distribución de las cargas de la segunda, creando una mutua atracción entre ambas. La primera molécula podría desplazar las órbitas de los electrones de la segunda, de manera que el centro de la carga negativa se coloque entonces más lejos que el centro de la carga positiva.

Una acción intermolecular prácticamente omnipresente cuando hay momentos eléctricos es el enlace hidrogénico. De éste es responsable un átomo de hidrógeno situado entre las dos moléculas; sirve para mantenerlas unidas. El agua mantiene su cohesión gracias al enlace hidrogénico. Una molécula de agua consta de un átomo de oxígeno y dos de hidrógeno, reunidos formando una *V* muy abierta con el oxígeno en el vértice. Esta molécula carece de carga neta, pero el electrón asociado a cada átomo de hidrógeno se ve fuertemente atraído por el gran núcleo del átomo de



2. Efecto del hidróxido amónico sobre parafina y ácido oleico

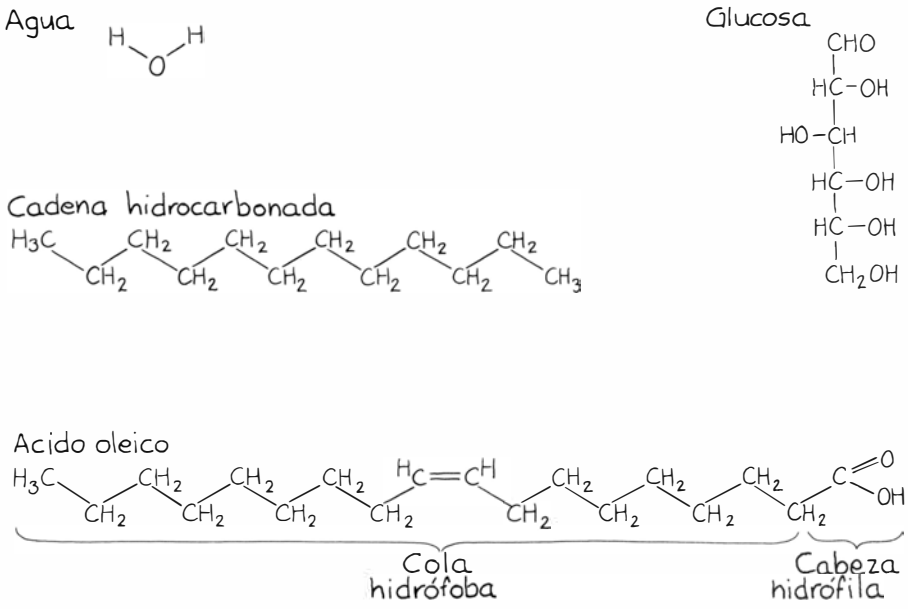
oxígeno. De este modo, la molécula posee una distribución interna de cargas que crea un campo eléctrico a su alrededor.

En una descripción más simple decimos que los extremos hidrogénicos de la *V* se hacen positivos y el vértice, donde está el oxígeno, se hace negativo. Pero hay que rehuir de la hipersimplificación que supone afirmar que los átomos de hidrógeno quedan desposeídos de sus electrones; las cosas no son tan radicales. Para evidenciar la presencia de un momento eléctrico, se dice que la molécula de agua es polar.

Imaginemos dos moléculas de agua contiguas alineadas tal como se muestra en la figura 5. La molécula de la izquierda presenta uno de sus átomos de hidrógeno al de oxígeno de la molécula de la derecha, formando así un enlace hidrogénico. Se trata de una acción eléctrica en la que la punta positiva de una molécula es atraída hacia el vértice negativo de la otra. La molécula de la izquierda (que se llama dador de hidrógeno) no pierde su átomo de hidrógeno, ni lo gana la de la derecha (aceptor de hidrógeno). Este hidrógeno intermedio se halla hacia un tercio de la distancia entre un oxígeno y el siguiente; de él se dice que lo comparten las dos moléculas, pese a que el dador siga sujetándolo con más fuerza.

Aunque esta imagen de enlace hidrogénico sirva perfectamente, debo recalcar que no se ha ideado ningún modelo matemático que se haya mostrado plenamente acertado para explicar este enlace. La acción entre dos moléculas de agua no responde fielmente al efecto estático sencillo, aquí descrito. Dentro de la masa de agua, el ordenamiento de las moléculas más estable posible se da cuando todas poseen enlaces de hidrógeno con cuatro moléculas contiguas. Para dos de éstas, la molécula central actúa de dador de hidrógeno; para las otras dos actúa de aceptor. Si bien esta disposición es la más estable de todas, cabe que los enlaces se estiren, giren y se rompan. Sin esta flexibilidad el agua no fluiría. Y más aún, el ordenamiento de las moléculas de agua no es estático, ni siquiera cuando ésta reposa tranquila en un recipiente. Los enlaces se rompen y rehacen continuamente.

Es corriente que un compuesto se disuelva en el agua porque la molécula de ésta sea suficientemente pequeña para acercarse a las moléculas del primero. Si éste dispone de lugares con carga neta, el agua formará enlaces iónicos por atracción electrostática al exponer su átomo de oxígeno o uno de hidrógeno al lugar cargado. En los sitios de la molécula donde haya grupos polares, el agua formará enlaces de hidrógeno con el compuesto.



3. Algunas estructuras moleculares fundamentales

En general, en un enlace de hidrógeno pueden sólo participar átomos de oxígeno y nitrógeno. Los de carbono no pueden hacerlo porque propenden a rodearse de hidrógeno (para formar grupos hidrocarbonados) y no exponen puntos a los que puedan enlazarse moléculas de agua. Además, no crean momento eléctrico capaz de formar un grupo polar. Esta diferencia entre las aptitudes de enlace del carbono y el oxígeno constituye la razón fundamental por la que los grupos hidrocarbonados del ácido oleico son hidrófobos, mientras que el grupo COOH del extremo de su molécula es hidrófilo.

Otra posibilidad de enlace (aunque escasa) la proporciona la disociación natural del agua en iones H^+ y OH^-. A éstos los atrae el compuesto hacia sus lugares dotados de carga neta o momento eléctrico. Por último, podría ser que el compuesto se disocie aportando un átomo de hidrógeno para una molécula de agua. Entonces el punto negativo que quede en el compuesto atraerá al ion de agua positivo.

Cuando dos moléculas neutras y esféricas estén cerca una de la otra, no debe haber interacción eléctrica. Por tratarse de esferas, el centro de la carga negativa de cada una coincide con el de la positiva y, por ello, carecen de momentos eléctricos. Tampoco hay atracción iónica. Aún así, pueden atraerse merced a una curiosa circunstancia.

En una descripción mecánico-cuántica simple, las órbitas de las moléculas se sincronizan y crean momentos eléctricos instantáneos que originan campos eléctricos fugaces. Estos campos provocan una atracción entre las moléculas, denominada fuerza de van der Waals.

Para describir de modo elemental la fuerza de van der Waals se comienza por considerar los electrones que orbitan en moléculas contiguas. Estas moléculas "ven" una a la otra como eléctricamente neutra, pues las cargas positivas y negativas de su interior son iguales. Sin embargo, cuando las moléculas se acercan mutuamente, los dos grupos de electrones interactúan y desarrollan órbitas síncronas.

Así, podemos suponer que, en un instante dado, una molécula sufra una separación momentánea entre sus cargas que la dote de momento eléctrico. Y lo mismo le ocurrirá a la otra molécula. En dicho instante, ambas se atraerán. Atracción que, aunque fluctúe en el tiempo, lo hará con un valor medio no nulo. La verdad es que es lo bastante intensa para mantener unidas a las moléculas. El aceite de parafina se mantiene cohesionado por fuerzas de van der Waals.

Provisto de este ramillete de modelos de fuerzas intermoleculares, Wissing justificaba sus experimentos y proponía otros nuevos. Al depositar sobre agua una gota de aceite de parafina, no se establece, esencialmente, enlace alguno entre los grupos hidrocarbonados de la molécula de parafina y las moléculas de agua. Entre ambos tipos de moléculas resulta inviable el enlace hidro-

génico. Los demás tipos de enlace, rarísimos, no rivalizan con el enlace hidrogénico, que mantiene la cohesión del agua, ni con la fuerza de van der Waals, que mantiene la de la gota de aceite. Por cuya razón, ésta se ve únicamente sometida a la gravedad que la oprime de un modo suave contra la supeficie. Si ponemos la gota en las otras soluciones ocurrirá lo mismo, ya que las posibilidades de enlace en la superficie de separación seguirán siendo escasas.

Con esto se aclara más el trasfondo del comportamiento del ácido oleico. Cuando depositamos una gota de éste sobre agua pura, en la superficie de separación se inicia inmediatamente el enlace. El extremo hidrófilo del ácido es atraído hacia el agua, pero no lo son el extremo opuesto y gran parte de la longitud de la molécula. Corrientemente, el extremo hidrófilo suele recibir el nombre de cabeza de la molécula y el extremo opuesto el de cola. Las moléculas de ácido oleico situadas en la superficie de separación rotan de tal modo que las cabezas se alinean hacia la superficie de agua subyacente, quedando las colas hacia arriba.

Entre la cabeza y el agua aparecen dos tipos de enlace. Como tanto la cabeza como la molécula de agua son polares, sus momentos eléctricos acaban adoptando una configuración que facilita la atracción. (Hablando con mayor propiedad, esta atracción debería describirse como un puente o enlace de hidrógeno. Efectivamente, cada molécula de agua presenta uno de sus átomos de hidrógeno al átomo de oxígeno que expone la cabeza y así forman el enlace.)

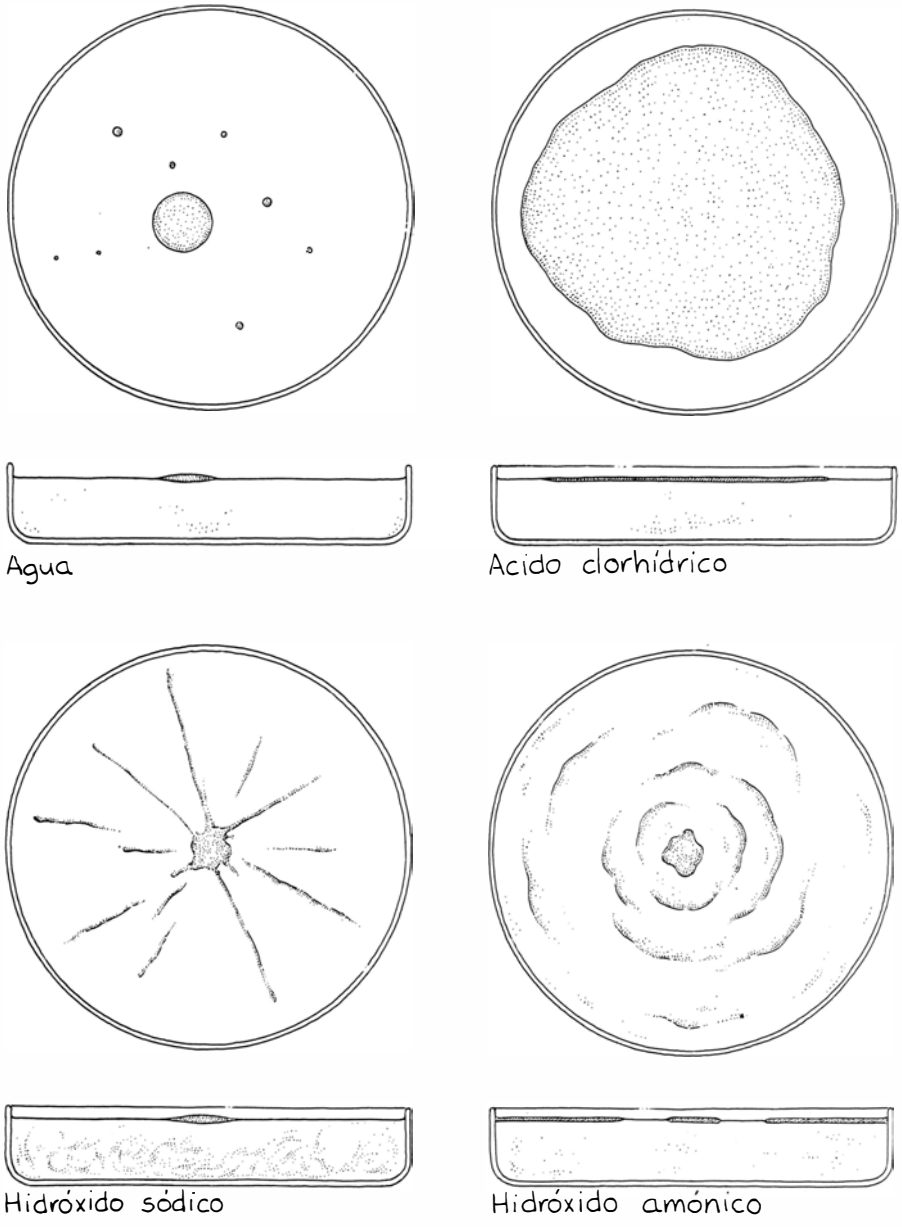
En el otro tipo de enlace interviene la disociación del grupo de la cabeza, el cual cede un ion hidrógeno (un protón) a una molécula de agua. Esta pérdida deja la cabeza negativamente cargada (COO^-) y al ion de agua recién formado con una carga positiva (H_3O^+). Dadas sus cargas eléctricas contrarias, ambos se atraerán por enlace iónico.

Entonces, en toda la superficie de separación comienzan a formarse otros enlaces adicionales. Cuando las moléculas del ácido oleico se orientan con las cabezas hacia el agua, se unen entre sí ordenadamente. Las cabezas contiguas forman un enlace hidrogénico, de manera tal que el OH de cada cabeza se alinea con el oxígeno de una cabeza vecina. Entre los grupos hidrocarbonados de la cadena que componen el resto de la molécula se establecen más enlaces. Y, en algunos lugares, los tramos de grupos hidrocarbonados contiguos se atraen entre sí mediante fuerzas de van der Waals.

A medida que las moléculas de ácido oleico rotan para ponerse en formación, el ácido que se encuentra en los límites de la gota va estableciendo su enlace con el agua. Así, merced a la fuerza de van der Waals, ese movimiento atrae más ácido oleico hacia el agua, con la que se enlaza y, con ello, arrastra más moléculas procedentes de la masa de la gota. Esta se adelgaza conforme fluye líquido hacia el borde, hasta que no tarda en convertirse en una película de una molécula de grosor. La alineación entre las moléculas contiguas impide que esa película no se expanda desde ese estado.

Cuando se deposita una pequeña cantidad de ácido oleico sobre agua, la monocapa cubre una porción de la superficie de aquélla. Si hay ácido en exceso, aparece la monocapa y el sobrante queda formando una gota (o varias) de geometría biconvexa en la superficie del agua. Una vez cubierta ésta de moléculas de ácido oleico, las demás ya no se enlazan con el agua, sino que se quedan sólo con las fuerzas de van der Waals y las otras interacciones eléctricas que las hacen cohesivas. O sea, las moléculas excedentes se enlazan unas a otras para formar las gotas sobrantes.

Cuando la gota de ácido oleico se deposita sobre ácido clorhídrico diluido el proceso se repite, menos en un detalle. Esta vez la abundancia de iones hidrógeno y cloro en la masa de líquido imposibilita toda disociación sistemática



4. Acción de gotas de ácido oleico en cuatro soluciones

en las cabezas de las moléculas de ácido oleico. Las moléculas giran también aquí para alinearse con las cabezas hacia abajo y las colas hacia arriba, aunque en este caso los enlaces con el agua sean casi todos hidrogénicos. Y la gota de ácido oleico se extiende, asimismo, por la superficie.

Las cosas cambian cuando se deposita una gota de ácido oleico sobre una solución diluida de hidróxido sódico. Este neutraliza al ácido, dando oleato sódico. En la concentración que usa Wissing en sus ensayos, las moléculas de oleato se reúnen y constituyen unas gotas minúsculas que reciben el nombre de micelas. Las moléculas de la superficie de separación entre una micela y el agua circundante disponen sus cabezas hacia fuera y sus colas hacia dentro. Las cabezas se enlazan hidrogénicamente con el agua y, a veces, mediante una atracción electrostática, la cual aparece cuando un grupo de cabeza cede un ion hidrógeno a una molécula de agua.

En el experimento de Wissing se observa con toda nitidez la formación de micelas. Tras caer sobre la superficie una gota de ácido oleico, manan de ésta hilos de corriente superficiales que desaparecen gradualmente. Bajo esos hilos y la gota, se forman las micelas. Y a medida que éstas van obstruyendo el paso de la luz a través de la solución enturbian la masa de ésta.

El hidróxido amónico neutraliza también al ácido oleico, pero sin formación de micelas. Conforme se va neutralizando el ácido sale enérgicamente despedido de la gota y forma hilos; éstos y la gota se mueven rápidamente por la superficie. Desconozco el por qué de esa expulsión del ácido.

La siguiente serie de experimentos de Wissing la encuentro fascinante. Comienza por agregar tres o cuatro gotas de ácido oleico al agua pura. Volvemos a tener una monocapa y el ácido sobrante queda en forma de una gota de gran tamaño. En la fotografía de la parte superior izquierda de la figura 1 vemos la gota descansando encima del agua, tremolando aún a causa de la brusca formación de la monocapa.

Lejos de la gota de ácido oleico, Wissing deposita cinco de aceite de parafina. Al agregar la primera de éstas, la gota de ácido oleico adquiere una gran extensión. Depositada la quinta gota de aceite de parafina en el platillo, la de ácido oleico emite una corriente dirigida hacia la más cercana de las de parafina y comienza a consumirla. Entonces, durante varios minutos, el ácido oleico se desliza hacia la gota de aceite, la escala y acaba disolviéndose en ella, tiñendo de rosa el aceite. En ese momento la gota de ácido oleico es más gruesa y extensa.

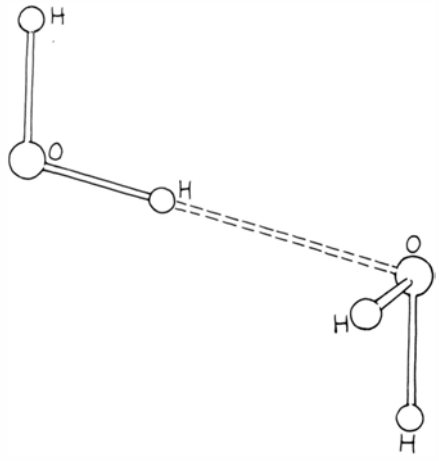
La fotografía de la parte central izquierda de la figura 1 muestra una segunda gota de aceite de parafina inmediatamente antes de ser consumida por la de ácido oleico. En ella se aprecian todavía trazas de la primera gota (ya consumida) a un lado de la gota de ácido oleico. La segunda fotografía, en la parte inferior izquierda, fue tomada después de que la gota de ácido oleico hubiera ingerido una segunda gota y una tercera. El resto del ensayo prosigue en las fotografías que figuran de arriba abajo en la parte derecha.

Ni Wissing ni yo conocemos la razón del ensayo anterior. En su opinión, la presencia del aceite de parafina ofrece un medio merced al cual los grupos hidrocarbonados de las moléculas sobrantes de ácido oleico pueden enlazarse con los grupos hidrocarbonados del aceite. Mi parecer es que, inicialmente, las moléculas de la gota de aceite tiran fuertemente de las colas de las moléculas de ácido oleico existentes en la monocapa. Como éstas se mantienen unidas, el tirón se transmite a la gota de ácido oleico, resultando así que parte de la gota es atraída hacia la gota de aceite.

Este experimento me desconcierta mucho. ¿Por qué una gota de aceite hace que la gota de ácido oleico se extienda, mientras que cinco gotas hacen que el ácido oleico comience a engullir la parafina? Creo que ello tiene que ver con la fuerza horizontal que las gotas de parafina aplican a la monocapa. Supongamos que, antes de depositar la parafina, el platillo esté cubierto sólo por la monocapa y la gota de ácido oleico en exceso. Como el líquido de ésta tiende a resbalar por sus costados, ejerce una fuerza sobre la monocapa.

Cuando se introduce la primera gota de aceite, se crea más fuerza sobre la monocapa. Y cuatro gotas más intensifican la fuerza. Por entonces, una gota de aceite habrá comenzado a enlazarse con las moléculas de ácido oleico que la rodeen.

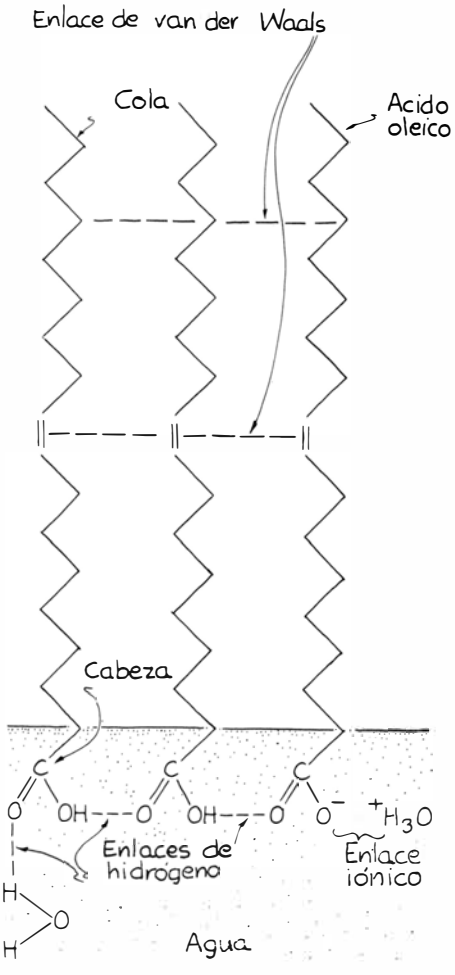
¿De qué dirección procederá la masa renovada de ácido oleico? Preferentemente de la correspondiente a la gota del mismo, a causa de la fuerza con la que actúa contra la monocapa. Así, la gota de ácido se dispersa sobre la monocapa. Esta extensión la estira la monocapa (por culpa del enlace con la gota de aceite) y la comprime la presión



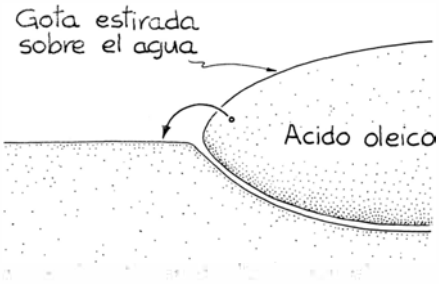
5. Enlace de hidrógeno en el agua

hidrostática debida al fluido del resto de la gota de ácido. Finalmente, la expansión alcanza y devora la gota de aceite.

Wissing cambia a veces la marcha del experimento cuando el ácido oleico está engullendo las gotas de aceite. Para ello vierte uno o dos mililitros de hidróxido amónico concentrado junto a la gota de ácido oleico. Entonces, ésta



6. Monocapa de ácido oleico



7. Así se forma una monocapa

se pone a bailar frenéticamente, a la vez que el nuevo compuesto la neutraliza. Comienzan a formarse micelas. La imagen en la pantalla del aula es entonces muy vívida, observándose un movimiento loco de gotas e hilos rojos hasta que la abundancia de micelas obstruye el paso de la luz a través del platillo de Petri.

Estas experiencias las finaliza Wissing con unas operaciones que son pura diversión. En una de ellas deposita en agua ácido oleico en cantidad suficiente para que persista una gota. Luego, en su centro, vierte una gota de Triton X-100, que es un detergente comercial. Cuando el detergente traspasa la gota de ácido y llega al agua, la superficie de la solución queda repentinamente limpia de ácido oleico.

En otro ensayo Wissing vierte sobre agua una diminuta gota de ácido oleico y agrega aceite de parafina suficiente para formar una gota de unos tres centímetros de diámetro. Acido oleico añadido adicionalmente junto al aceite de parafina rodea la gota, formando un complicado dibujo de gotas que prosiguen moviéndose durante mucho tiempo. En un experimento distinto, Wissing muestra de qué modo hacer maniobrar a una gota de ácido oleico en agua, valiéndose de un estropajo de algodón impregnado de hidróxido amónico concentrado que acerca a la gota. Dando al estropajo una sacudida rápida, la gota de ácido echa a correr a trompicones por la superficie del agua; y cuando la acorrala junto a la pared del platillo se pone a oscilar en el vapor que desprende el estropajo.

La formación de monocapas por los compuestos orgánicos parcialmente solubles desempeñó un papel primordial en las primeras investigaciones en torno al tamaño de las moléculas. Así, en 1890 Lord Rayleigh utilizó una cantidad muy pequeña de aceite de oliva para estimar el tamaño de sus moléculas. Mojó en el aceite un alambre fino de platino, que luego pesó en una balanza de precisión. Parte de ese aceite lo dejó libre sobre una superficie circular de agua de 84 centímetros de diámetro; volvió a pesar el alambre. La diferencia entre ambas pesadas constituía el peso del aceite que entonces cubría la superficie del agua.

Para determinar la extensión del desparramamiento de la monocapa roció el agua con alcanfor finamente molido. Como los gránulos de alcanfor se disuelven por uno de sus lados en el agua, rebajan la tensión superficial de ésta. Y la mayor tensión superficial existente en el otro lado hace que cada gránulo se mueva a tirones. Cuando añadía aceite de oliva, la tensión superficial resultaba demasiado débil para que los gránulos danzaran. Por tanto, podía así determinar la extensión de la capa de aceite observando los gránulos de alcanfor. Entonces, añadiendo la cantidad de aceite precisa para que los gránulos detuviesen su danza, conseguía cubrir de una monocapa uniforme la superficie de agua. Conociendo el área de la superficie y el peso de la gota calculó el espesor de la capa; unos 17 angstrom.

Rayleigh creyó, asimismo, que esa cifra representaba la longitud de las moléculas que formaban la monocapa.

Richard E. Crandall y Jean F. Delord, de Reed College, han desarrollado una modificación de la experiencia de Rayleigh para sus alumnos de física elemental. En este ejercicio el alumno puede calcular la longitud de la molécula de ácido oleico, la longitud de enlace media a lo largo de la molécula y la masa del átomo de carbono. Se empieza rociando una superficie de agua con polvo de licopodio. Cuando se agrega una gota de ácido oleico, la monocapa empuja el polvo hacia fuera, en forma circular; luego se contrae adoptando un perímetro irregular. Mas antes de que el círculo se contraiga, el alumno dibuja su contorno en papel cuadriculado. Este dibujo se mide entonces para saber el área del círculo.

Al alumno se le dan varios datos. La solución de ácido oleico se prepara con 200 partes por millón de ácido en alcohol, en volumen. (Cuando la gota se ha depositado, el alcohol se disuelve en el agua y no interviene en el desparramamiento del ácido.) El volumen de la gota es de unos 0,05 centímetros cúbicos. Al alinearse las moléculas de ácido con las cabezas hacia abajo y las colas hacia arriba, cada cabeza ocupa una superficie que puede estimarse en un cuadrado cuyo lado sea 0,1 la longitud de la molécula.

Las masas de O, C y H están en proporción 16:12:1. La densidad del ácido oleico es del orden de 0,895 gramos por centímetro cúbico.

Multiplicando la concentración del ácido oleico por el volumen de la gota, el alumno puede calcular el volumen de ácido que se esparce sobre el agua. Dividiendo este volumen por el área de la monocapa obtiene la altura de ésta, que es, asimismo, la longitud de la molécula de ácido.

Sigue un cálculo aproximado de la longitud de enlace, es decir, de la distancia entre dos átomos de carbono contiguos a lo largo de la molécula. Para simplificar, podemos considerar el enlace doble del centro de la molécula como si fuera simple: el resto de los enlaces a lo largo de la molécula son realmente simples. Podríamos también despreciar la estructura alineal de la cabeza de la molécula. De este modo trataremos con 17 enlaces entre átomos de carbono a lo largo de la molécula, o bien con 18 si incluimos el hidrógeno de la cola. Supongamos que los enlaces yacen en una recta. Cuando el número de ellos se reparte a lo largo de la molécula, encontramos que la longitud de enlace viene a resultar del orden de un angstrom.

Al multiplicar el volumen de ácido oleico por su densidad, se tiene la masa de la monocapa. El lector podrá averiguar la masa de cada molécula admitiendo que la cabeza de ésta sea un cuadrado de lado igual a 0,1 la longitud de la molécula. Como esta longitud ya la sabe, no le será difícil calcular el área cuadrada de la cabeza.

El número de moléculas de ácido oleico se calcula dividiendo el área de la monocapa por la superficie de una cabeza. Y dividiendo la masa de la monocapa por el número de moléculas tendremos la masa de una de éstas. Finalmente, la masa de un átomo de carbono aislado la obtendremos contando cuántos átomos de cada tipo existen en una molécula y empleando la relación conocida entre sus masas.

Por su pequeñez y complejidad, se hace difícil representar las moléculas. No obstante, gracias a las experiencias de Rayleigh sí podemos estimar su tamaño. El ejercicio de laboratorio de Crandall y Delord permite determinar la longitud de enlace. Con las experiencias de Wissing hasta podemos imaginar la ordenación de las moléculas en la superficie de separación entre el agua y un compuesto orgánico y entender por qué unos compuestos orgánicos se extienden sobre el agua en tanto que otros no.

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

LARVAS DE CEFALOPODOS

A REVIEW OF THE SYSTEMATICS AND ECOLOGY OF OCEANIC SQUIDS. M. R. Clarke en *Advances in Marine Biology*, vol. 4, págs. 91-300; 1966.

SYSTEMATICS, DISTRIBUTION, AND ABUNDANCE OF THE EPIPLANKTONIC SQUID (CEPHALOPODA, DECAPODA) LARVAE OF THE CALIFORNIA CURRENT. April 1954 - March, 1957. T. Okutani y J. McGowan en *Bulletin of the Scripps Institution of Oceanography*, vol. 14; 1969.

CEPHALOPODS AND FISH: THE LIMITS OF CONVERGENCE. A. Packard en *Biological Review*, n.º 47, págs. 241-307; 1972.

THE LARVAE OF CEPHALOPODA: A REVIEW. S. von Boletzky en *Thalassia Jugoslavica*, volumen 10 (1/2), páginas 45-76; 1974.

THE BIOLOGY OF CEPHALOPODS. SYMPOSIA OF THE ZOOLOGICAL SOCIETY OF LONDON, n.º 38. Dirigido por M. Nixon y J. B. Messenger. Academic Press, 1977.

IO

THE ROLE OF SO_2 IN VOLCANISM ON Io. B. A. Smith, E. M. Shoemaker, S. W. Kieffer y A. F. Cook II en *Nature*, vol. 280, n.º 5725, págs. 738-743; 30 de agosto de 1979.

THE GALILEAN SATELLITES AND JUPITER: VOYAGER 2 IMAGING SCIENCE RESULTS. Bradford A. Smith, Laurence A. Soderblom et al. en *Science*, vol. 206, n.º 4421, págs. 927-950; 23 de noviembre de 1979.

LOS SATÉLITES GALILEANOS DE JÚPITER. Laurence A. Soderblom en *Investigación y Ciencia*, n.º 42, págs. 58-71; marzo, 1980.

HEAT FLOW FROM Io (JI). Dennis L. Matson, Gary A. Ransford y Torrence V. Johnson en *Journal of Geophysical Research*, vol. 86, n.º B3, págs. 1664-1672; 10 de marzo de 1981.

SATELLITES OF JUPITER. Dirigido por D. Morrison. University of Arizona Press, 1982.

TWO CLASSES OF VOLCANIC PLUMES ON Io. Alfred S. McEwen y Laurence A. Soderblom en *Icarus*, vol. 55, n.º 2, págs. 191-217; agosto, 1983.

UNA COMUNIDAD AGRICOLA DE LA EDAD DEL HIERRO EN EUROPA CENTRAL

EUROPEAN PREHISTORY. Sarunas Milisauskas. Academic Press, 1978.

FROM BRONZE AGE TO IRON AGE: ECONOMIC, HISTORICAL AND SOCIAL CONSIDERATIONS. R. Peroni en *Italy before the Romans: The Iron Age, Orientalizing, and Etruscan Periods*, dirigido por David y Francesca R. Ridgway. Academic Press, 1979.

RURAL ECONOMY IN THE EARLY IRON AGE: EXCAVATIONS AT HASCHERKELLER 1978-1981. Peter S. Wells. Museo Peabody de la Universidad de Harvard, 1983.

LA HELICE DEL ADN Y SU LECTURA

MECHANICS OF SEQUENCE-DEPENDENT STACKING OF BASES IN *B*-DNA. C. R. Calladine en *Journal of Molecular Biology*, vol. 161, n.º 2, págs. 343-352; 25 de octubre de 1982.

ORDERED WATER STRUCTURE AROUND A *B*-DNA DODECAMER: A QUANTITATIVE STUDY. Mary L. Kopka, Albert V. Fratini, Horace R. Drew y Richard E. Dickerson en *Journal of Molecular Biology*, vol. 163, n.º 1, págs. 129-146; 5 de enero de 1983.

SEQUENCE-DEPENDENT CONFORMATION OF AN *A*-DNA DOUBLE HELIX. Z. Shakked, D. Rabinovich, O. Kennard, W. B. T. Cruse, S. A. Salisbury y M. A. Viswamitra en *Journal of Molecular Biology*, vol. 166, n.º 2, págs. 183-201; 15 de mayo de 1983.

BASE SEQUENCE AND HELIX STRUCTURE VARIATION IN *B* AND *A* DNA. Richard E. Dickerson en *Journal of Molecular Biology*, vol. 166, número 3, páginas 419-441; 25 de mayo de 1983.

GRAVEDAD CUANTICA

GENERAL RELATIVITY: AN EINSTEIN CENTENARY SURVEY. Dirigido por S. W. Hawking y W. Israel. Cambridge University Press, 1979.

QUANTUM GRAVITY II. Dirigido por C. J. Isham, R. Penrose y D. W. Sciama. Oxford University Press, 1981.

ALTERNANCIA DE PRESAS EN UN ECOSISTEMA SIMPLE

THE DISTRIBUTION AND ABUNDANCE OF ANIMALS. H. G. Andrewartha y L. C. Birch. University of Chicago Press, 1954.

ECOLOGICAL GENETICS. E. B. Ford, John Wiley & Sons, Inc., 1965.

OF PREDATION AND LIFE. Paul L. Errington. Iowa State University Press, 1967.

AERODINAMICA DE LOS VEHICULOS TERRESTRES DE PROPULSION HUMANA

PROCEEDINGS OF THE FIRST HUMAN POWERED VEHICLE SCIENTIFIC SYMPOSIUM. Dirigido por Alan Abbott. IHPVA, P.O. Box 2068, Seal Beach, Calif. 90740; 1981.

BICYCLES & TRICYCLES: AN ELEMENTARY TREATISE ON THEIR DESIGN AND CONSTRUCTION. Archibald Sharp. Reimpresión de la edición de 1896 por MIT Press, 1982.

BICYCLING SCIENCE, Frank R. Whitt y David G. Wilson. The MIT Press, 1982.

INTERPRETACION DE LAS ILUSIONES OPTICAS

DIFFERENTIAL GEOMETRY OF CURVES AND SURFACES. Manfredo P. do Carmo. Prentice-Hall, Inc., 1976.

VISION: A COMPUTATIONAL INVESTIGATION INTO THE HUMAN REPRESENTATION AND PROCESSING OF VISUAL INFORMATION. David Marr. W. H. Freeman and Company, 1982.

THE MODULARITY OF MIND. Jerry Fodor. The MIT Press, 1983.

JUEGOS DE ORDENADOR

MATHEMATICAL STRUCTURES COMPUTER SCIENCE. Judith L. Gersting. W. H. Freeman and Company, 1967.

ALGORITHMS + DATA STRUCTURES = PROGRAMS. Niklaus Wirth. Prentice-Hall, Inc., 1976.

INTRODUCTION TO AUTOMATA THEORY, LANGUAGES, AND COMPUTATION. John E. Hopcroft y Jeffrey D. Ullman. Addison-Wesley Publishing Company, 1979.

TALLER Y LABORATORIO

INTERATOMIC AND INTERMOLECULAR FORCES. John P. McTague en *Encyclopedia of Physics*, dirigida por Rita G. Lerner y George L. Trigg. Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1981.

Taller y laboratorio

Las farolas del alumbrado público iluminan ciertos conceptos fundamentales de la mecánica cuántica

Jearl Walker

En lo que respecta al estudio de los átomos y las moléculas, la espectroscopía ha constituido para los físicos algo así como la piedra de Rosetta. Al principio no fue más que un confuso embrollo de colores, luego se sumergió en un misterio de energías y longitudes de onda y, finalmente, emergió para abrirse paso, en tres etapas sucesivas, hasta la mecánica cuántica. Aplicable a casi todos los campos de la ciencia y la técnica, proporciona también a los aficionados una posibilidad de vislumbrar la estructura atómica. Para investigar en torno a las transiciones atómicas, origen de la zona visible del espectro, hay varios experimentos sencillos. Por ejemplo, los espectros del sodio y del mercurio pueden observarse con lámparas de laboratorio y también con dos tipos muy comunes de farolas públicas, las de vapor de sodio y las de vapor de mercurio.

El espectroscopio constituyó, durante mucho tiempo, un artefacto de laboratorio clásico, aunque costoso. Consta de tres componentes. Con la luz procedente de un foco luminoso, una lente y una rendija forman una onda plana. Luego, mediante un prisma o una red de difracción esa luz se descompone en los colores que la integran. Por último, un pequeño anteojo permite al observador contemplar la dispersión con detalle. El espectro puede fotografiarse montando una cámara en el anteojo por medio de un adaptador.

Se acaba de idear un procedimiento más sencillo y barato mediante el cual pueda acometer estudios de espectroscopía el mismo aficionado. Leonard H. Greenberg y Thomas Balez, de la Universidad de Saskatchewan, describen unos ensayos en los que emplean una red de difracción barata montada ante el objetivo de una cámara de revelado instantáneo. Esa red de difracción es una reproducción fotográfica y consta de unas 600 rayas por milímetro. Como fuentes luminosas emplean lámparas de laboratorio rellenas de mercurio, neón, helio y criptón.

Richard L. Bowman, de la Universidad estatal de Kent, sugiere dirigir ese sencillo espectroscopio hacia la luz de las farolas públicas, y así estudiar los espectros de emisión de los gases que contienen. Aconseja, asimismo, registrar los espectros en película en blanco y negro para que cada fotografía pueda montarse en un proyector corriente. Con esa proyección se amplían los detalles del espectro y un grupo de alumnos puede verificar sus características valiéndose de una regla graduada.

Richard Breslow, de la Universidad de Connecticut, ha señalado que el espectro de una farola de sodio ofrece una característica curiosa: presenta una franja oscura en la parte amarilla del espectro, precisamente donde más luminoso es el espectro de una lámpara de sodio de laboratorio. Esa franja oscura se distingue con una red de difracción barata y a simple vista.

No hace mucho, David A. Katz, del Community College de Filadelfia, me remitió sus proyectos para el estudio de diversas fuentes de luz con una cámara de 35 milímetros o con una cámara vídeo (que es muy útil para clases numerosas). Emplea dos tipos de fuentes: una lámpara de laboratorio clásica, provista de un tubo de descarga gaseosa, y un artefacto que él mismo construye con útiles de laboratorio. En esta última fuente, se insufla aire comprimido, a través de una solución de una sal metálica y agua, en un frasco inclinado. Este, que se llena de iones metálicos suspendidos en aire, tiene un apéndice al que se conecta una manguera que conduce los iones hasta la llama de un mechero Meker, donde se excitan por choque con otras moléculas en un medio caliente. Luego, al desexcitarse, emiten su espectro característico.

El dispositivo para rociar los iones dentro del frasco puede construirlo cualquiera que posea una mínima habilidad en el soplado del vidrio. Se compone de dos tubos de este material, uno interior, de seis a ocho milímetros de diámetro, y otro, exterior, de 12 a 14 milímetros. Por debajo de ese dispositivo de tubos concéntricos sale un tubo capilar de un milímetro de calibre. Se pretende que el aire comprimido (procedente de una botella o de la red del laboratorio) sople por entre los tubos; así, al estrecharse el recorrido de salida, se creará una depresión en el tubo capilar. Si éste se halla sumergido en una solución de una sal metálica, la aspiración arrastrará iones con la corriente de aire.

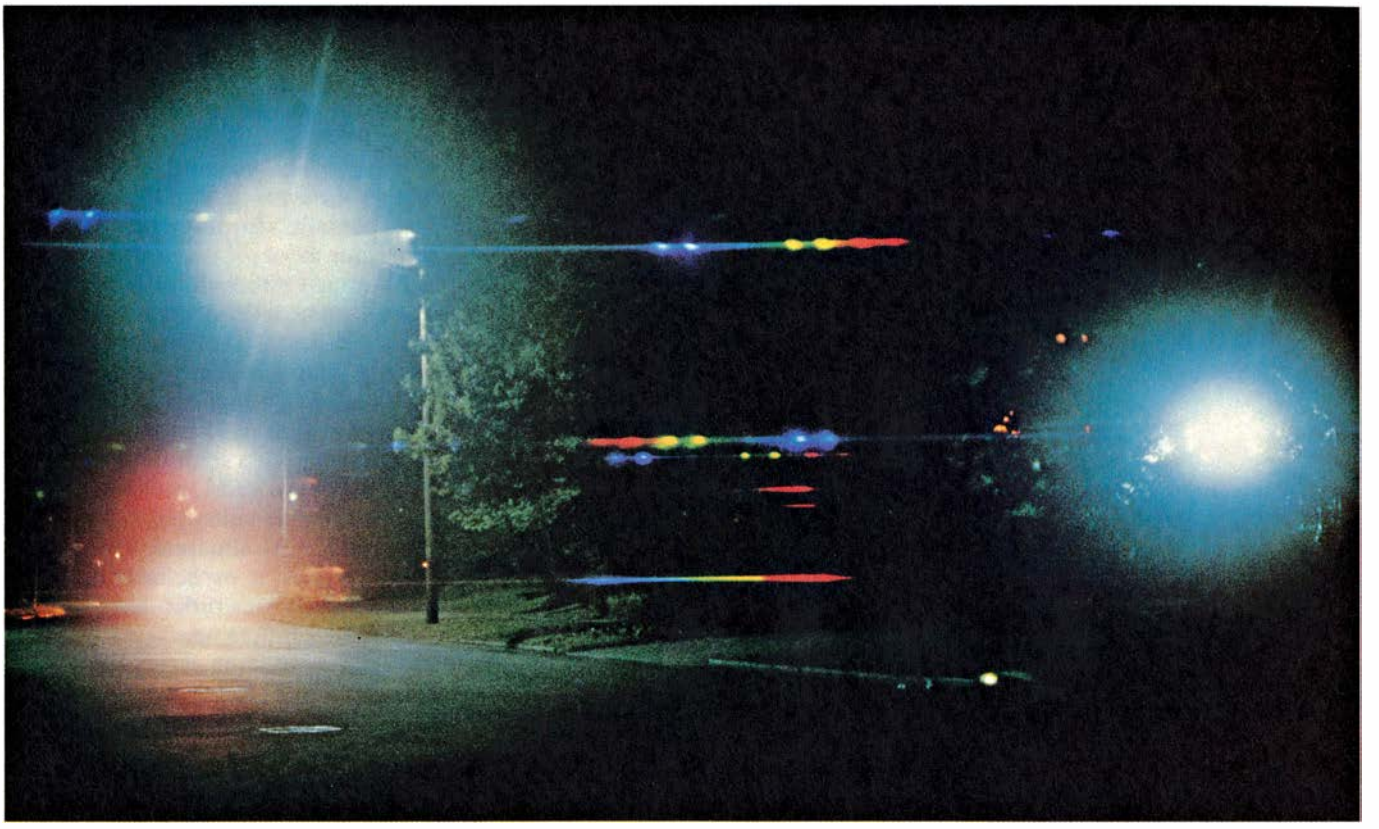
Katz recomienda construir primero el tubo interno. Para ello ensancha uniformemente un extremo y estrecha el otro hasta un diámetro pequeño. Luego, une el tubo capilar al costado del mayor de los tubos, donde introduce el tubo interno y une el extremo ensanchado de éste a un extremo del tubo mayor. La unión debe ser estanca al aire.

Se estrecha, a continuación, el otro extremo del tubo externo. Esta punta debe hacerse un poco mayor y más amplia que la del tubo interno. Con otro tubo de vidrio se forma una conexión flexible que se une al rociador. Este tubo poseerá un conectador de manguera adecuado, de modo que la manguera de caucho de la toma de aire ajuste sin huelgos. Se recuece el vidrio. Se abre el extremo inferior del tubo capilar y se amola a escuadra.

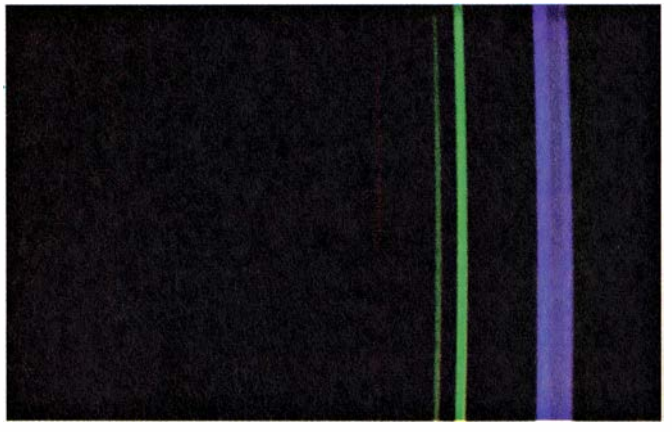
La capacidad del frasco debe ser de 500 a 1000 mililitros. A su apéndice se sujeta una manguera de caucho de unos 15 centímetros de largo y por uno de diámetro. Manguera que se fija con cinta adhesiva a uno de los respiraderos del mechero. Los demás respiraderos se cierran con cinta adhesiva para que la única entrada de aire al mechero proceda de la manguera. La alimentación del mechero con gas natural se hace de la forma acostumbrada. Así, el dispositivo suministra a la llama aire mezclado con un ion metálico.

Katz emplea redes de difracción por transmisión en forma de láminas de 22×28 centímetros. Sirven otras parecidas. Fija la lámina con pegamento a la visera de un objetivo fotográfico. Vale cualquier visera hecha de plástico, caucho o cartón. Cubre el borde exterior de pegamento y, luego, la coloca sobre la red. Cuando el pegamento se seca, recorta la parte de la red sobrante del borde de la visera.

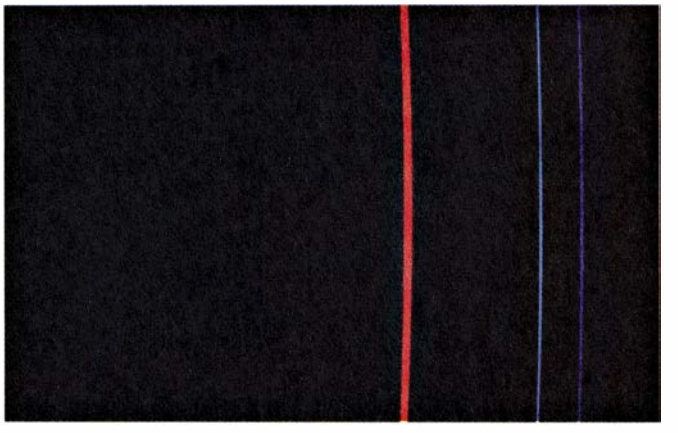
La cámara se monta en un trípode o en cualquier otro soporte estable. Se coloca a unos cuarenta o cincuenta centímetros de una fuente luminosa. Debe disponerse un fondo oscuro para eliminar los reflejos de los demás objetos de la habitación. Además, la cámara no se



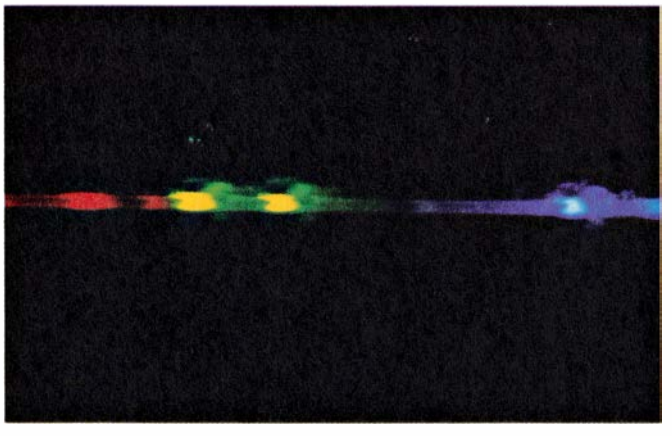
1. Vista de una calle con espectros



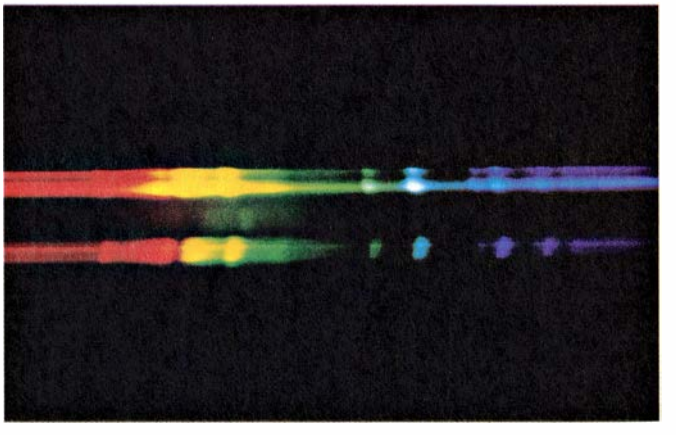
2. Espectro del mercurio tomado por David A. Katz



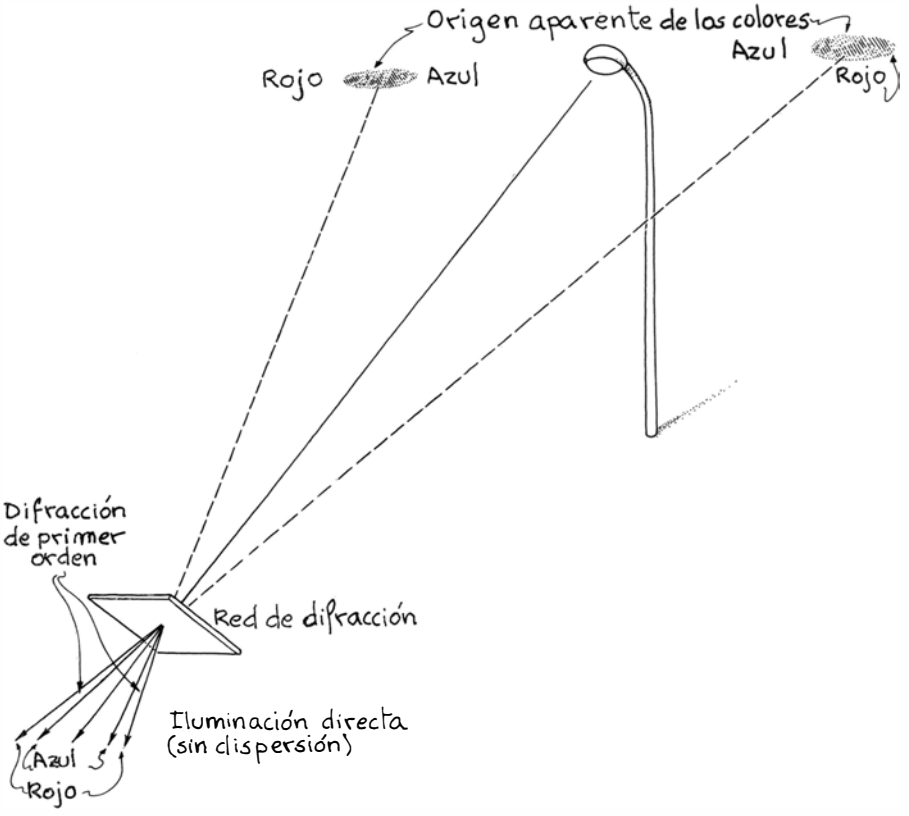
3. Espectro del hidrógeno tomado por Katz



4. Espectro de una farola de mercurio



5. Espectros de varias farolas



6. Modo en que se dispersa el espectro producido por una farola

sitúa frente por frente al manantial, sino desalineada unos 30 grados. (De lo contrario, la red dejaría pasar la luz hacia la película sin dispersarla.) Así queda la película expuesta a la figura de difracción de primer orden que produce la red: la luz se distribuye de un lado a otro de la película en función de su longitud de onda.

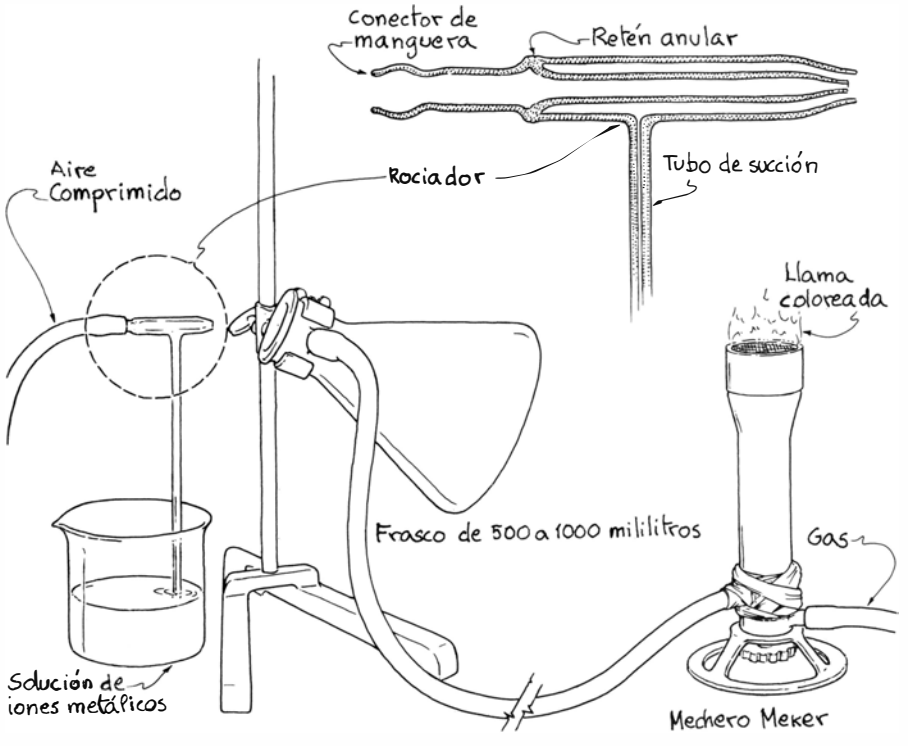
En la cámara la apertura debe ser grande. El tiempo de exposición correcto sólo puede determinarlo la experiencia, aunque posiblemente se halle entre 1/4 segundo y 10 segundos, dependiendo de la luminosidad de la fuente y de la sensibilidad de la película. Katz recomienda Ektachrome o Ektachrome de gran sensibilidad. En lugar de un aparato fotográfico puede emplearse una cámara video, con lo que el espectro podrá transmitirse a una pantalla de televisión o a un proyector vídeo.

He estado estudiando algunos espectros atómicos valiéndome de una red de difracción sencilla (530 rayas por milímetro), colocada delante de un objetivo montado en una cámara reflex de objetivo simple de 35 milímetros. Utilicé una película en color de sensibilidad ASA 400, pero quizá resulte interesante probar con la nueva película en color ASA 1000. Al situarme cerca de la fuente, las rayas espectrales de la difracción de primer orden tendían a solaparse: la primera aparecía considerablemente grande en mi campo visual. Retrocedí para estrechar las rayas, con lo que éstas se hicieron más mortecinas. Puse la cámara con la apertura máxima y tiré fotos con un gran número de tiempos de exposición, comprendidos entre 1/4 segundo y 25 segundos, en la esperanza de atinar con la exposición correcta. (Con una cámara de revelado instantáneo me hubiera ahorrado no poco de este trabajo de tanteo.)

Fotografié primero lámparas de laboratorio de hidrógeno, sodio y mercurio. Luego, una farola de vapor de mercurio. Esta emitía luz en todo el espectro visible, pero encima de ese fondo distinguía varias rayas luminosas. Aprecié azul oscuro (violeta), verde pálido, verde claro, amarillo claro, amarillo pálido (o rojo apagado) y rojo claro. (Los cinco fotogramas precedentes no recogen el detalle de los originales, ni de lo que se percibe cuando se contempla directamente la fuente a través del retículo.) La mayoría de esas emisiones provienen de la desexcitación de átomos de mercurio. La emisión roja se debe a un luminóforo de la lámpara que refuerza su potencia en el extremo rojo del espectro.

El espectro del sodio muestra un conjunto de colores diferente. En una lámpara de laboratorio, la emisión más intensa se encontraba en el amarillo, para una longitud de onda de unos 589 nanómetros. La emisión de una farola de sodio resultó distinta, en parte porque esas lámparas contienen una pequeña cantidad de xenón y mercurio, que intervienen en el espectro. Otra diferencia notable, señalada por Breslow, se refiere a la franja oscura del centro del amarillo.

Esta diferencia en la luz amarilla que



7. Dispositivo de Katz para espectroscopía de iones metálicos

dan ambos tipos de lámpara procede de sus presiones gaseosas. En la lámpara de laboratorio la presión es de 0,02 atmósferas aproximadamente; en la farola, en torno a 1,5 atmósferas. En los dos casos los átomos de sodio se excitan por choque y emiten fotones de luz amarilla intensa con una longitud de onda de 589 nanómetros. Con una presión baja, cualquier fotón goza de buenas posibilidades de escapar de la lámpara sin que lo absorba otro átomo de sodio que encuentre en su camino. Si la presión es alta, el fotón tiene mayor probabilidad de ser absorbido por otro átomo y no escapar. Este fenómeno se conoce como auto-absorción.

Con todo, en la parte del espectro vecina a la franja oscura se ve luz amarilla a causa de las frecuentes y violentas colisiones entre los átomos. Una de estas puede alterar brevemente la energía de los electrones de un átomo. Si durante ese tiempo el átomo se desexcita, la luz presenta una longitud de onda un poco mayor o un poco menor que la luz amarilla normal. Esa luz no la puede absorber otro átomo de sodio, razón por la cual escapa de la lámpara sin auto-absorción.

Cuando el espectro del sodio de una lámpara de laboratorio se estudia en un espectrómetro de calidad, la emisión amarilla aparece en dos longitudes de onda: 589,0 y 589,6 nanómetros. Este doblete interesa porque es la prueba del sutil juego de los números cuánticos de un electrón del átomo de sodio.

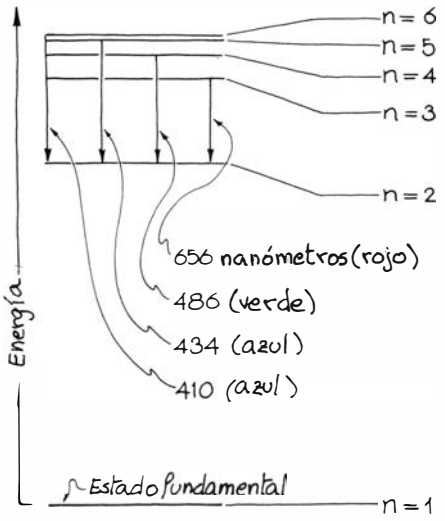
Reunir espectros sin saber nada de sus causas es como coleccionar mariposas sin conocer su biología. Durante dos siglos, los origenes de los espectros atómicos ocuparon las mentes de algunos de los físicos más eminentes. Su interpretación fue un proceso lento, que a menudo burló al mismo sentido común. Hacia la mitad del siglo XIX los estudiosos habían advertido una particularidad en la luz emitida por la combustión de elementos puros. Así, si bien la luz que emite el carbón que se quema en una chimenea muestra todo el espectro visible, un elemento puro produce únicamente determinados colores. Por ejemplo, la combustión del sodio da una luz amarilla peculiar. Todos los elementos que se investigaron presentaron su conjunto de rayas espectrales propias, fenómeno éste que desconcertaba a los precursores en estas investigaciones.

En 1885 Johann Jakob Balmer tropezó con una fórmula concisa que se ajustaba a las rayas del espectro visible del hidrógeno. Esa fórmula relacionaba la frecuencia (o longitud de onda) de las rayas con determinados conjuntos de números enteros. Uno de éstos era el 2; el otro, un entero mayor que 2. Ni Balmer ni nadie tenían la más ligera idea de por qué servía aquella fórmula.

En 1911 Ernest Rutherford probó que un átomo constaba de un centro sumamente denso, y cargado positivamente, rodeado a cierta distancia de partículas cargadas negativamente. En la actualidad ya sabemos que ese centro, o sea, el núcleo del átomo, se compone de protones y neutrones y que las partículas circundantes son electrones. Cuando un electrón pierde energía y se pone a orbitar más cerca del núcleo, se emite luz; pero, ¿por qué se ven sólo ciertas rayas en el espectro? Según lo que se sabía de electromagnetismo en los tiempos de Rutherford, un electrón que perdiese energía no tardaría en caer sobre el núcleo. Si así fuera, todos los átomos colapsarían y no existiría el universo que conocemos.

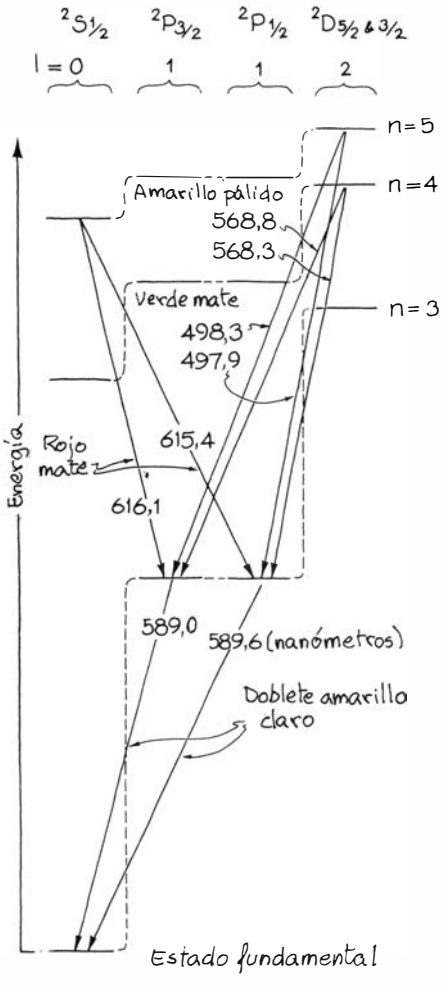
El primer golpe de suerte en la resolución del misterio llegó en 1913, cuando Niels Bohr estudiaba el modo de aplicar al átomo de hidrógeno la nueva idea de "cuanto de acción". Con anterioridad, Max Planck había allanado el camino al introducir la cantidad que ahora llamamos constante de Planck, cuya finalidad era crear un modelo matemático para los emisores de luz atómicos situados en la superficie de un objeto caliente, carbón en combustión por ejemplo. La aplicación de ese modelo al átomo de Rutherford era una tarea ardua, aunque posible. Sin embargo, la explicación de los espectros atómicos se consideraba fuera de todo alcance.

Cierto día un amigo sugirió a Bohr que examinara la fórmula de Balmer. Más tarde Bohr afirmaría: "En cuanto leí la fórmula de Balmer lo vi todo claro inmediatamente". En la fórmula aparecían números enteros, lo que insinuaba que alguna característica del electrón del átomo de hidrógeno estaría limitada a determinados valores función de esos números. Y, simplemente, el electrón no caía al núcleo porque ello violaría tal limitación. Bohr descubrió que, cuantificando el momento cinético de un electrón en órbita alrededor del núcleo, su energía quedaba entonces limitada a determinados valores establecidos por un entero al que él llamó número cuántico *n*. Si el electrón orbita próximo al núcleo, su energía tendrá un valor bajo, dentro del conjunto permitido. Una órbita mayor requiere un valor de *n* mayor. El electrón puede saltar de una energía permitida a otra, cambiando así el tamaño de su órbita,

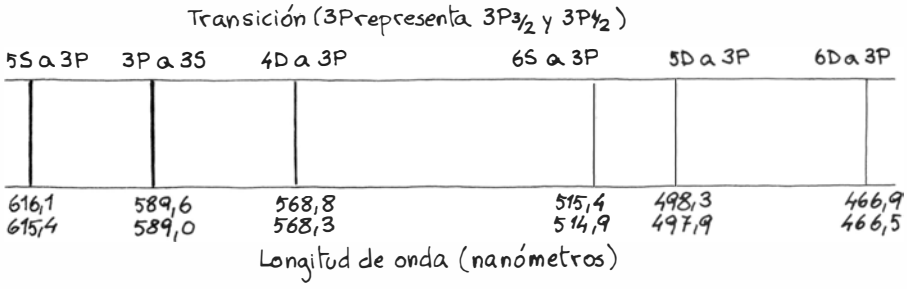


8. Diagrama energético del hidrógeno

pero evidentemente no puede tener ninguna energía de valor intermedio, ni orbitar con un radio intermedio. Además, está prohibido el salto descendente al núcleo en sí. Como la energía que puede adquirir el electrón tiene un valor inferior definido, existe también un límite a la pequeñez de la órbita.



9. Diagrama energético del sodio



10. Espectro del sodio

El electrón puede saltar de una energía a otra mayor únicamente absorbiendo energía del exterior del átomo. Tal energía puede aportarla un choque con otra partícula o átomo; también puede conseguirla absorbiendo luz. Tras excitarse, el electrón no tarda en desexcitarse liberando energía. Para librarse de esa energía, el átomo ha de chocar con algo, si no, emitirá luz. Cuando un átomo de hidrógeno pierde energía por emisión luminosa, dicha emisión forma el espectro luminoso que se ve en la luz que arroja una lámpara de hidrógeno.

La figura 8 presenta las energías permitidas del átomo de hidrógeno según el modelo de Bohr. El nivel más bajo, que recibe el nombre de estado fundamental, tiene un número cuántico n de 1. Los otros niveles se identifican con valores de n mayores. La fórmula de Balmer (en su forma original) abarca los niveles segundo y superiores. Por ejemplo, si un átomo de hidrógeno se excita al tercer nivel, enseguida se desexcita a cualquiera de los dos niveles más bajos. Supongamos que lo haga al segundo; en tal caso, para saltar, deberá deshacerse de la cantidad de energía exacta.

Con antelación al trabajo de Bohr, Albert Einstein había expresado la relación fundamental entre la energía y la frecuencia de la luz: la energía es igual al producto de la frecuencia por la constante de Planck. Por ejemplo, cuando el hidrógeno se desexcite desde el tercer nivel al segundo, deberá emitir luz de una cierta frecuencia al objeto de perder la cantidad de energía correcta. Como la frecuencia de la luz es inversamente proporcional a su longitud de onda, ésta se halla también determinada. El resultado de tal desexcitación se manifiesta en el espectro mediante una raya roja de una longitud de onda de 656 nanómetros.

En una lámpara los átomos están constantemente chocando y excitándose a todos los niveles que figuran en el diagrama. Las numerosas transiciones descendentes implican que diferentes cantidades de energía se liberan en forma de luz. O sea, cuando, por alguna razón, los átomos de hidrógeno se excitan sale una luz de diferentes longitudes de onda. Lo interesante es que cabe esperar sólo determinados valores. En la parte visible del espectro, además de la roja, hay tres emisiones, asociadas cada una a un salto descendente al segundo nivel. Del cuarto nivel sale una longitud de onda verde; del quinto, una azul; del sexto, otra azul de longitud de onda más corta. Estas emisiones caen las cuatro en el espectro visible. Otros saltos descendentes dan por resultado emisiones invisibles en las partes ultravioleta o infrarroja del espectro.

El modelo de Bohr para el átomo de hidrógeno supuso una revolución, por cuanto introducía en el átomo la cuantificación del movimiento y de la energía; sin embargo, era erróneo. De hecho, la correspondencia entre sus predicciones para el espectro del hidrógeno y el espectro observado fue casi accidental. Este modelo lo basó Bohr en la hipótesis de que el electrón describe una circunferencia en torno al núcleo, pero no hay motivos para que no puedan existir otros tipos de órbitas.

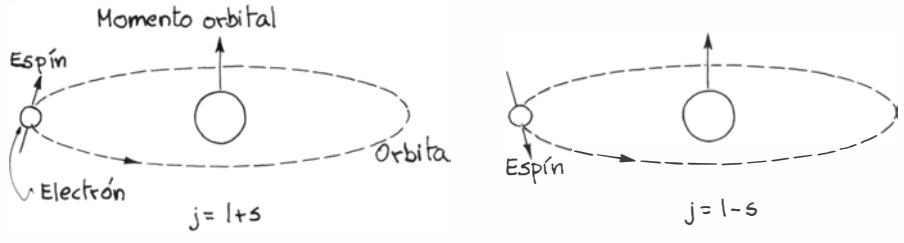
Investigaciones posteriores de Arnold Sommerfeld trataron de órbitas tridimensionales. Si bien el modelo de átomo de hidrógeno parecía, en aquella época, plenamente aceptable, fracasó cuando se quiso aplicar a otros tipos de átomos. Ni siquiera pudo explicar los sencillos espectros producidos por lámparas de laboratorio y farolas callejeras. Evidentemente algo fallaba.

Un modelo mecano-cuántico válido para el átomo de hidrógeno surgió en 1926 cuando Erwin Schrödinger planteó la ecuación de onda que lleva su nombre. Esa ecuación venía a ser una repetición de la expresión que los físicos precuantomecanicistas habían estado empleando para las ondas de toda naturaleza. La ecuación de Schrödinger resultaba chocante porque no describía una onda en el agua, o en cualquier otro medio material, sino una onda en lo que recibe el nombre de campo escalar. La ecuación fue un acierto magnífico pues se acomodaba perfectamente a los espectros atómicos, pero el significado físico de campo escalar resultó tan escurridizo que muchos científicos consideraban aquello como una teoría antinatural.

De modo ordenado, de la ecuación fueron brotando nuevos números. Todo electrón de un átomo posee un número cuántico principal n (similar, en cierto modo, al n de la teoría de Bohr), un segundo l, que restringe el valor del momento cinético de la órbita del electrón alrededor del núcleo, y un tercero que restringe la orientación de ese momento cinético. Los dos primeros facilitan la interpretación de los espectros de las lámparas de laboratorio y de alumbrado público.

Una vez determinado el valor de n, el valor de l puede ser 0 o cualquier entero hasta $n-1$. Aquí es necesario recurrir a otro parámetro que limita el momento angular interno del electrón. Todo electrón se comporta cual si fuera una minúscula peonza que girase en torno a un eje. El momento cinético correspondiente a ese movimiento, que recibe el nombre de espín, lo da el número cuántico s.

Debo advertirles que todos estos números cuánticos, esquemas, diagramas energéticos, etc., no son más que modelos matemáticos asociados al átomo. No constituyen una realidad en el sentido corriente. Nadie observará jamás un electrón directamente, ni percibirá la cuantificación de sus órbitas y energías cuando esté en un átomo. Lo cierto es que un átomo no es un mero sistema solar en miniatura, ni el espín es meramente el momento cinético de una peonza diminuta. Según se ven hoy las cosas, el electrón es un punto infinitesimal al que pueden atribuírsele ciertas



11. Combinaciones de números cuánticos

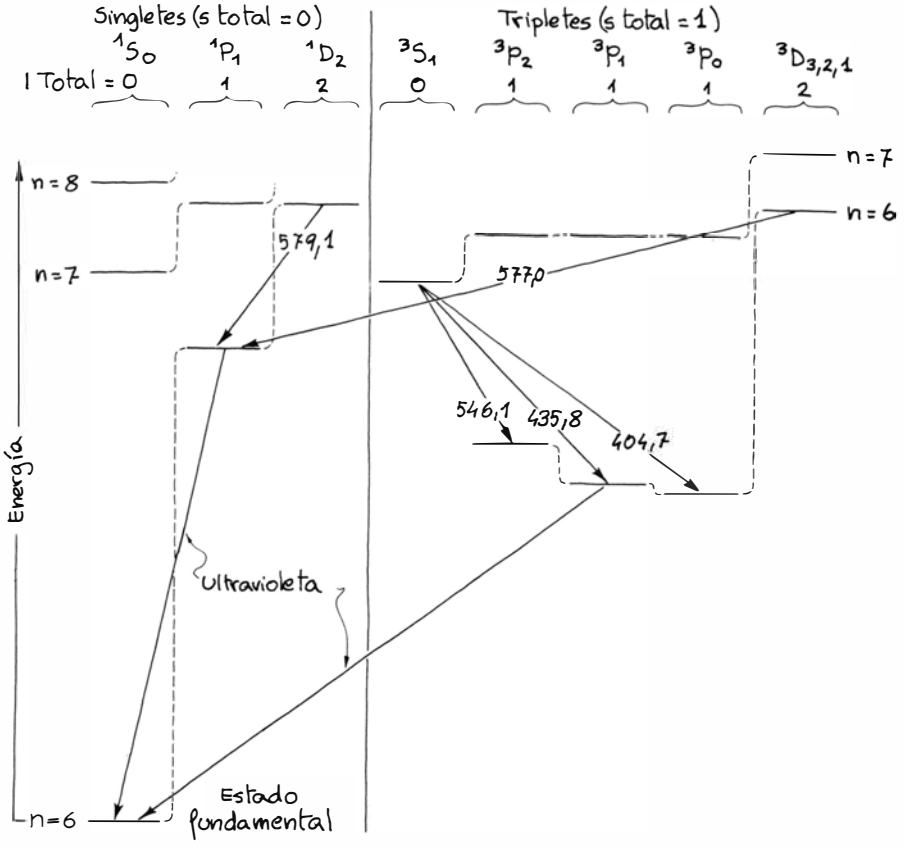
características, entre ellas carga y espín.

Podemos valernos del espectro del sodio para poner de manifiesto de qué modo aparecen los números cuánticos en los espectros atómicos. Un átomo de sodio neutro posee 11 electrones. Diez de éstos no desempeñan papel alguno en la interpretación del espectro porque forman lo que se llaman capas saturadas. El concepto de capa saturada se basa en la tesis mecánico-cuántica de que en un mismo átomo no puede haber dos electrones que tengan exactamente el mismo conjunto de números cuánticos.

El undécimo electrón se llama electrón de valencia porque se halla fuera de las capas saturadas. Cuando un átomo de sodio no está excitado, su electrón de valencia tiene un n de 3 y un l de 0. Para l hay dos valores posibles más (1 y 2); para que el electrón los adquiera debe recibir energía. En lugar de ello, podría recibir energía suficiente para saltar a un estado $n = 4$, o superior. Estas posibilidades, en lo que respecta a la energía, se representan en la figura 9.

El estado fundamental (en la parte inferior izquierda del diagrama) puede identificarse como $3^2S_{1/2}$. S es el símbolo que tradicionalmente representa al valor 0 del l del electrón de valencia. El número 3 es el valor de n. El supraíndice 2 proviene de una fórmula en la que interviene el espín. El subíndice introduce un nuevo número cuántico, que es una combinación de l y s. La importancia de este nuevo número radica en que limita el momento cinético total del electrón, o sea, la combinación de su momento cinético orbital y su momento cinético interno, o de espín. Los valores de j se calculan sumando y restando los de l y s. El mayor valor de j será la suma de los mayores valores de l y s; su menor valor será la diferencia entre l y s (ignorando los signos negativos que puedan salir). Los valores intermedios de j se encuentran restando 1 al mayor valor hasta llegar al menor valor. Para el estado fundamental el cálculo es sencillo. Para el mismo, l es 0 y s es 1/2. Por tanto, j sólo puede ser 1/2, que aparece como subíndice en el rótulo de columna.

Un átomo de sodio resulta más interesante si el átomo de valencia recibe alguna energía, de modo que (mientras prosigue en el estado $n = 3$) su l valga 1, dejando a j dos valores posibles. Si se suman l y s, j será 3/2; si se restan, 1/2. Físicamente estas dos situaciones se refieren a las orientaciones de las dos componentes del momento cinético del



12. Diagrama energético del mercurio

electrón. Si las componentes orbital y espinorial tienen el mismo sentido, j vale 3/2; j valdrá 1/2 si tiene sentidos contrarios.

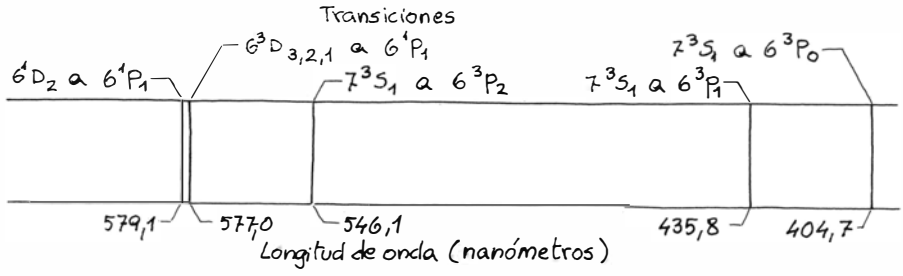
La única razón para introducir el número cuántico j es que la energía del electrón (y, por tanto, la del átomo) depende de él. Las dos orientaciones del momento cinético (las componentes orbital y espinorial) requieren energías diferentes para el electrón. Cuando los sentidos son contrarios la energía necesaria es menor; si iguales, un poco mayor. La manera de seguir de cerca la situación es considerar los valores de j.

En el diagrama energético los dos estados aparecen como los niveles más bajos en los rótulos $P_{3/2}$ y $P_{1/2}$. Como antes, el subíndice da el valor de j. P es el símbolo que tradicionalmente representa el valor 1 de l. La diferencia entre las energías de estos dos estados es tan leve que, en el diagrama energético, parecen estar al mismo nivel. Aun así, esa diferencia de energías responde de un doblete de rayas amarillas muy juntas que aparece en el espectro del sodio.

Supongamos que un átomo del sodio de una lámpara se excite al estado $P_{3/2}$. Rápidamente caerá al estado fundamental, con emisión de luz para librarse de la cantidad conveniente de energía. La longitud de onda de dicha luz es de 589,0 nanómetros, correspondiente a la parte amarilla del espectro. Si, por otro lado, el átomo se excitara al estado $P_{1/2}$, se desexcitaría emitiendo una cantidad de energía un poco menor, pues $P_{1/2}$ tiene un nivel energético ligeramente inferior. En esta ocasión, la longitud de onda de la luz será de 589,6 nanómetros, que corresponde a la segunda raya del doblete amarillo del sodio. La presencia de este doblete impone, pues, la invención del número cuántico j; si no, esas dos longitudes de onda amarillas levemente diferentes no se entenderían.

En el diagrama se representan varios de los demás estados de excitación que alcanzan los átomos de la lámpara. Tan pronto se excitan, los átomos regresan al estado fundamental por diversos caminos. Mientras la lámpara permanece encendida, los átomos vuelven a excitarse. De lo que resulta una emisión permanente de luz a las longitudes de onda originadas por todas las desexcitaciones posibles. He recogido algunas de las posibilidades del diagrama energético y el esquema del espectro del sodio.

Cuando el electrón de valencia se excita primero al nivel de $n = 5$ y $l = 0$, resulta una raya de emisión roja. Por motivos en los que no voy a entrar, el electrón no se limita a caer directamente al estado fundamental. En el diagra-



13. Espectro del mercurio

ma, el itinerario de desexcitación debe ser, a la vez, descendente y hacia otra columna de niveles. De aquí que el electrón pueda desexcitarse cayendo al nivel $P_{3/2}$, o bien al $P_{1/2}$. En un caso emite una longitud de onda de 616,1 nanómetros y, en el otro, una de 615,4. La diferencia entre ambas longitudes de onda débese a la diferencia entre las energías de ambos estados *P*. Y, así, los dos valores posibles de *j* en éstos acaban creando otro doblete de rayas espectrales muy juntas.

El análisis del espectro del mercurio es similar al del espectro del sodio. El átomo de mercurio neutro tiene cinco capas completas y dos electrones de valencia. Aunque la explicación de los números cuánticos para dos electrones es más trabajosa que para uno, los procedimientos son, más o menos, los mismos. En la figura 12 se representan los niveles energéticos del mercurio. Como antes, en la parte inferior izquierda se representa el estado de un átomo no excitado. En el diagrama aparecen más altos algunos de los estados excitados posibles. Los átomos de mercurio de una lámpara se ven, constantemente, excitados a esos niveles superiores; luego, se abren camino de regreso al estado fundamental mediante la emisión de luz.

Al analizar los niveles energéticos del mercurio, la diferencia principal estriba en que hay que centrarse en los *l* y *s* totales de los electrones de valencia. Estos totales se combinan para hallar el *j* total, el cual determina la energía. Para facilitar los cálculos el diagrama energético se divide en dos secciones que se rotulan singletes y tripletes. Bajo la denominación de tripletes se agrupan los niveles energéticos de los casos en que los dos electrones tienen los espines opuestos y, por ello, su *s* total es 0. Entonces, el *j* total de cualquiera de esos niveles no es más que el *l* total. Por ejemplo, el nivel más bajo rotulado *P* en esta sección corresponde al caso en que un electrón tiene un *l* de 0 y el otro lo tiene de 1. El *l* total será 1. Y, como el *s* total es 0, el *j* total valdrá también 1. En la sección de tripletes el lado izquierdo, rotulado *S*, tampoco presenta dificultades. Aquí, el *l* total es 0 y los espines de los electrones tienen el mismo sentido para dar una *s* total de 1. Por ello, el *j* total puede solamente ser 1.

Lo verdaderamente curioso se da en la otra parte de la sección de tripletes. Atenderé a los niveles más bajos, designados *P* en esa sección. Ahí el *l* total es 1, pero el *j* total admite tres valores posibles, asociado cada uno a una energía diferente. La suma de un *l* total y de un *s* total da un *j* total de 2. La sustracción da un *j* total de 0. Un valor intermedio del *j* total es 1. En el diagrama energético se muestran las energías asociadas a esos tres valores.

En el espectro del mercurio hay tres longitudes de onda, que dependen de esos tres niveles energéticos. Consideremos un átomo que se excite por choque hasta el nivel S_1 más bajo. Podrá desexcitarse cayendo a un nivel *P* de la misma sección del diagrama. (Al igual que en el diagrama del sodio, el recorrido de desexcitación debe ser descendente y hacia otra columna.) Como hay tres opciones de niveles *P*, el átomo podrá emitir luz de 546,1, 435,8 o 404,7 nanómetros. Dado el enorme número de átomos que se excitan dentro de la lámpara, siempre habrá algunos que estén cayendo del nivel S_1 siguiendo los tres itinerarios, produciendo una emisión ininterrumpida a las tres longitudes de onda. Así pues, la presencia en el espectro del mercurio de este triplete de longitudes de onda sólo puede explicarse con el número cuántico *j*.

Lo referido hasta aquí constituye una introducción al estudio de los espectros de las lámparas ordinarias. Vale la pena descubrir otras características de las lámparas de sodio y mercurio. Por ejemplo: analizar el espectro de una lámpara fluorescente y revestida de un luminóforo en su superficie interior. Hay lámparas cuya luz la emiten moléculas, y no átomos.

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

RESPUESTA PRECOZ DE CONTRAGOLPE

LAUNCH UNDER ATTACK TO REDRESS MINUTEMAN VULNERABILITY? Richard Garwin en *International Security*, vol. 4, n.º 3, págs. 117-139; invierno, 1979-80.

NUCLEAR DECAPITATION. John D. Steinbruner en *Foreign Policy*, n.º 45, págs. 16-28; invierno, 1981-82.

A COMPUTER SIMULATION OF LAUNCH PROCEDURES FOR A SQUADRON OF MINUTEMAN II ICBMs. Paul Morawski en *Simulation*, vol. 41, n.º 1, páginas 16-24; julio, 1983.

EFECTOS ATMOSFERICOS DE EL CHICHON

STRATOSPHERIC SULFURIC ACID FRACTION AND MASS ESTIMATE FOR THE 1982 VOLCANIC ERUPTION OF EL CHICHON. D. J. Hofmann y J. M. Rosen en *Geophysical Research Letters*, vol. 10. n.º 4, págs. 313-316; abril, 1983.

STRATOSPHERIC AEROSOL MASS AND LATITUDINAL DISTRIBUTION OF THE EL CHICHON ERUPTION CLOUD FOR OCTOBER 1982. P. M. McCormick y T. J. Swissler en *Geophysical Research Letters*, vol. 10, n.º 9, págs. 877-880; septiembre, 1983.

CLIMATIC EFFECTS OF THE ERUPTION OF EL CHICHON. Número especial de *Geophysical Research Letters*, vol. 10, n.º 11, págs. 989-1060; noviembre, 1983.

COLISIONES A ALTA ENERGIA ENTRE NUCLEOS ATOMICOS

NUCLEUS-NUCLEUS COLLISIONS: PROCEEDINGS OF THE INTERNATIONAL CONFERENCE ON NUCLEUS-NUCLEUS COLLISIONS, MICHIGAN STATE UNIVERSITY, SEPTEMBER 26-OCTOBER 1, 1982. Dirigido por G. F. Bertsch, C. K. Gelbke y D. K. Scott. North-Holland Publishing Co., 1983.

ANOMALONS AS PINUETS BOUND TO NUCLEAR FRAGMENTS: A POSSIBLE EXPLANATION. Wm. C. McHarris y J. O. Rasmussen en *Physics Letters*, vol. 120B, n.º 1, 2, 3, págs. 49-53; 6 de enero de 1983.

ARROZ

TROPICAL CROPS: MONOCOTYLEDONS 1. J. W. Purseglove. John Wiley & Sons, Inc., 1972.

AFRICAN CEREALS: *ELEUSINE*, FONIO, BLACK FONIO, TEFF, *BRACHIARIA, PASPALLUM, PENNISETUM* and AFRICAN RICE. R. Porteres en *Origins of African Plant Domestication*, dirigido por Jack R. Harlan, Jan M. J. de Wet y Ann B. L. Stemler, Mouton Publishers, 1976.

THE ORIGIN, EVOLUTION, CULTIVATION, DISSEMINATION, AND DIVERSIFICATION OF ASIAN AND AFRICAN RICES. T. T. Chang en *Euphytica*, vol. 25, págs. 425-441; 1976.

PRINCIPLES AND PRACTICES OF RICE PRODUCTION. Surajit K. De Datta. John Wiley & Sons, Inc., 1981.

LAGARTIJAS UNISEXUALES

EVOLUTION OF PARTHENOGENETIC SPECIES OF REPTILES. Charles J. Cole en *Symposium on Intersexuality in the Animal Kingdom*, dirigido por Rudolf Reinboth. Springer-Verlag, 1975.

CHROMOSOME INHERITANCE IN PARTHENOGENETIC LIZARDS AND EVOLUTION OF ALLOPOLYPLOIDY IN REPTILES. Charles J. Cole en *Journal of Heredity*, vol. 70, n.º 2, págs. 95-102; 1979.

PARTHENOGENETIC REPRODUCTION IN LIZARDS: HISTOLOGICAL EVIDENCE. Laurence H. Hardy y Charles J. Cole en *Journal of Morphology*, vol. 170, n.º 2, págs. 215-237; 1981.

CONTROL DE LA SINTESIS DE RIBOSOMAS

REGULATION OF RIBOSOMAL PROTEIN SYNTHESIS EN *ESCHERICHIA COLI* BY SELECTIVE mRNA INACTIVATION. Ann M. Fallon, C. Sue Jinks, Geneva D. Strycharz y Masayasu Nomura en *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, vol. 76, n.º 7, págs. 3411-3415; julio, 1979.

IN VITRO EXPRESSION OF *ESCHERICHIA COLI* RIBOSOMAL PROTEIN GENES: AUTOGENOUS INHIBITION OF TRANSLATION. John L. Yates, Ann E. Arfsten y Masayasu Nomura en *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, vol. 77, n.º 4, págs. 1837-1841; abril, 1980.

REGULATION OF RIBOSOME BIOSYNTHESIS IN *ESCHERICHIA COLI*. Masayasu Nomura, Sue Jinks-Robertson y Akiko Miura en *Interaction of Translational and Transcriptional Controls in the Regulation of Gene Expression*, dirigido por M. Grunberg-Manago y B. Safer, Elsevier Science Publishing Company, Inc., 1983.

EMPAQUETAMIENTO DE ESFERAS

TWELVE GEOMETRIC ESSAYS. H. S. M. Coxeter. Southern Illinois University Press, 1968.

LAGERUNGEN IN DER EBENE, AUF DER KUGEL UND IM RAUM. L. Fejes Tóth. Springer-Verlag, 1972.

THE LEECH LATTICE, SPHERE PACKINGS, AND RELATED TOPICS. J. H. Conway y N. J. A. Sloane, Springer-Verlag, 1984.

MINEROS Y METALURGICOS ANTIGUOS EN HUELVA

MINEROS ANTIGUOS ESPAÑOLES. A. Blanco y J. M. Luzón en *Archivo Español de Arqueología* XXXIX, páginas 73-83; 1966.

PRE-ROMAN SILVER MINERS AT RIOTINTO. A. Blanco y J. M. Luzón en *Antiquity* XLIII, págs. 124-131; 1969.

ANCIENT SLAGS IN THE SOUTH WEST OF THE IBERIAN PENINSULA. L. U. Salkield en *La minería hispana e iberoamericana*, I, págs. 85-98; León, 1970.

ANCIENT COPPER MINING AND SMELTING AT CHINFLON (HUELVA, SW SPAIN). B. Rothenberg y A. Blanco en *Scientific Studies in Early Mining and Extractive Metallurgy* (British Museum, Occasional Papers). London, 1980.

EXPLORACIÓN ARQUEOMETALÚRGICA DE HUELVA. A. Blanco Freijeiro y B. Rothenberg. Edit. Labor; Barcelona, 1981.

JUEGOS DE ORDENADOR

THE $3x + 1$ PROBLEM AND ITS GENERALIZATIONS. J. C. Lagarias. De próxima aparición en *The American Mathematical Monthly*.

TALLER Y LABORATORIO

LIGHT AND COLOR IN NATURE AND ART. Samuel J. Williamson y Herman Z. Cummins. John Wiley & Sons, Inc., 1983.

Taller y laboratorio

Zumbidos que detienen un objeto en rotación y formación de arcos azules en torno a una luz

Jearl Walker

Sugiero al lector que la próxima vez que se halle ante unas hélices en movimiento, un ventilador en marcha, o cualquier objeto que dé vueltas con gran rapidez, se ponga a zumbar con la boca. Variando el tono de su zumbido hasta alcanzar cierta frecuencia, conseguirá que la rotación (tal como él la perciba) parezca aminorar, cesar o desarrollarse lentamente en sentido contrario. Otra ilusión óptica que cualquiera puede comprobar por sí mismo es la aparición de arcos azules al mirar, en determinadas condiciones, una pequeña luz. La explicación del fenómeno relativo al zumbido ya es conocida, pero la ilusión de los arcos azules permanece en el misterio.

Para toda frecuencia no superior a unos 40 hertz (ciclos por segundo) acostumbra a ser posible apreciar cualquier fluctuación uniforme. Para frecuencias mayores las fluctuaciones se fusionan. Imagínese un dibujo de sectores circulares blancos y negros pegado a un plato giradiscos que funcione a 33⅓ vueltas por minuto. Si esta figura se mueve en nuestro campo visual con lentitud suficiente, porque el giro sea suave o porque los sectores sean anchos, éstos permanecen visibles. Pero a velocidades mayores, los sectores se fusionan en un gris uniforme.

En 1967, W. A. H. Rushton, de la Universidad de Cambridge, informó de que un observador puede, por procedimientos estroboscópicos, "paralizar" la rotación de un dibujo de ese tipo, aun cuando el movimiento sea tan rápido que los sectores no se distingan. Para ello, al observador le basta con ponerse a zumbar a la frecuencia conveniente. Si lo hace a una frecuencia algo menor, los sectores girarán lentamente en el sentido de la verdadera rotación. Para una frecuencia un poco mayor, el giro cambia de sentido. A este descubrimiento llegó también, en 1974, Marlin S. Werner, de Speech and Hearing Center, Oakland, California. Las causas del efecto estroboscópico las investigaron, en 1979, H. A. Mastebroek y J. B. van der Kooi, del Laboratorio de Física General de Groningen.

La figura empleada por Rushton se encuentra en los discos que muchas veces acompañan a los equipos de audio caseros para ajustar la velocidad del giradiscos. Tal ajuste se hace iluminando el disco con una lámpara doméstica alimentada por corriente alterna. En Estados Unidos, dicha corriente cambia de sentido a una frecuencia de 60 hertz, obligando a que la intensidad de la lámpara fluctúe a razón de 120 hertz. Los sectores blancos y negros del disco están de tal suerte espaciados que, cuando el giradiscos rota a la velocidad correcta, las fluctuaciones de la luz de la lámpara paralizan estroboscópicamente el movimiento del mismo.

Supongamos que, cuando la lámpara dé su máxima luminosidad, en nuestro campo visual haya un sector blanco que ocupe una posición determinada. La lámpara se apagará y encenderá, aunque a un ritmo imperceptible por nosotros. Para entonces, el movimiento del disco habrá llevado otro sector blanco a la misma posición. Esta igualación de la rotación del disco y de la fluctuación de la iluminación de la lámpara crea la ilusión de que cada sector blanco permanece en su sitio.

Si el giradiscos rota un poco más rápido, la figura se moverá lentamente en el sentido de la rotación verdadera. Efectivamente, en uno de los destellos encontraremos que los sectores blancos tienen una orientación determinada; pero, en el destello siguiente, el giradiscos los habrá hecho avanzar; a cada destello, se mostrará un avance igual. Nos engañaremos interpretando el movimiento como una rotación lenta en el sentido del giro del plato. Mas si éste gira con mayor lentitud, las sucesivas iluminaciones del dibujo generarán la ilusión de que lo hace en el sentido inverso. En ambos casos, la rapidez del desplazamiento indica en qué cuantía está desajustada la velocidad del plato.

Rushton experimentó con un disco estroboscópico destinado a comprobar platos giradiscos ingleses a 33⅓ rpm. En Gran Bretaña, y en toda Europa, la frecuencia de la corriente alterna es de 50 hertz, lo que hace que la luminosidad de la lámpara fluctúe a razón de 100 hertz; a ello corresponde un tiempo de 0,01 segundos entre iluminaciones. Los sectores del disco estaban dibujados con un espaciado tal que la rotación de un sector blanco hasta el sitio previsto en el campo visual de un observador durase 0,01 segundos. Al observar Rushton el disco sobre un plato que giraba a la velocidad correcta aquél parecía inmovilizarse.

Como cabe presumir, el efecto estroboscópico desaparece con una iluminación estacionaria, la solar por ejemplo. Rushton descubrió, empero, que incluso con luz estacionaria lograba paralizar el dibujo zumbando con una frecuencia de unos 100 hertz. Si el tono de su zumbido era levemente inferior, el dibujo se movía lentamente en el sentido de la rotación auténtica. Si lo era levemente superior, se movía lentamente en sentido contrario. Las demás fuentes sonoras de la habitación no ejercían efecto alguno.

¿De qué manera originan el efecto estroboscópico las vibraciones del zumbido? ¿Sacuden quizás el nervio óptico de tal modo que la transmisión de señales al cerebro se vea periódicamente disminuida o retrasada? Para verificarlo Rushton ideó un experimento. Pretendía forzar un retraso en la transmisión de una imagen al cerebro.

Echó mano de un filtro oscuro. Sabido es que cuando la luz cae en la retina, esta información es remitida inmediatamente al cerebro. Si la luz palidece después, la información se retrasa varios milisegundos. Rushton razonaba así: si las vibraciones de su propio zumbido agitaban las fibras nerviosas, u otra cosa, en el trayecto que une la retina con el cerebro, al amortiguar su visión del dibujo en rotación haría que una figura estroboscópica estacionaria se desplazase en virtud del retraso impuesto. No observó desplazamiento alguno, comprobando así que el zumbido no afectaba al trayecto que partía de la retina. Antes bien, era evidente que actuaba sobre ambos ojos y eran los huesos faciales los que conducían hasta éstos las vibraciones procedentes de la boca y garganta.

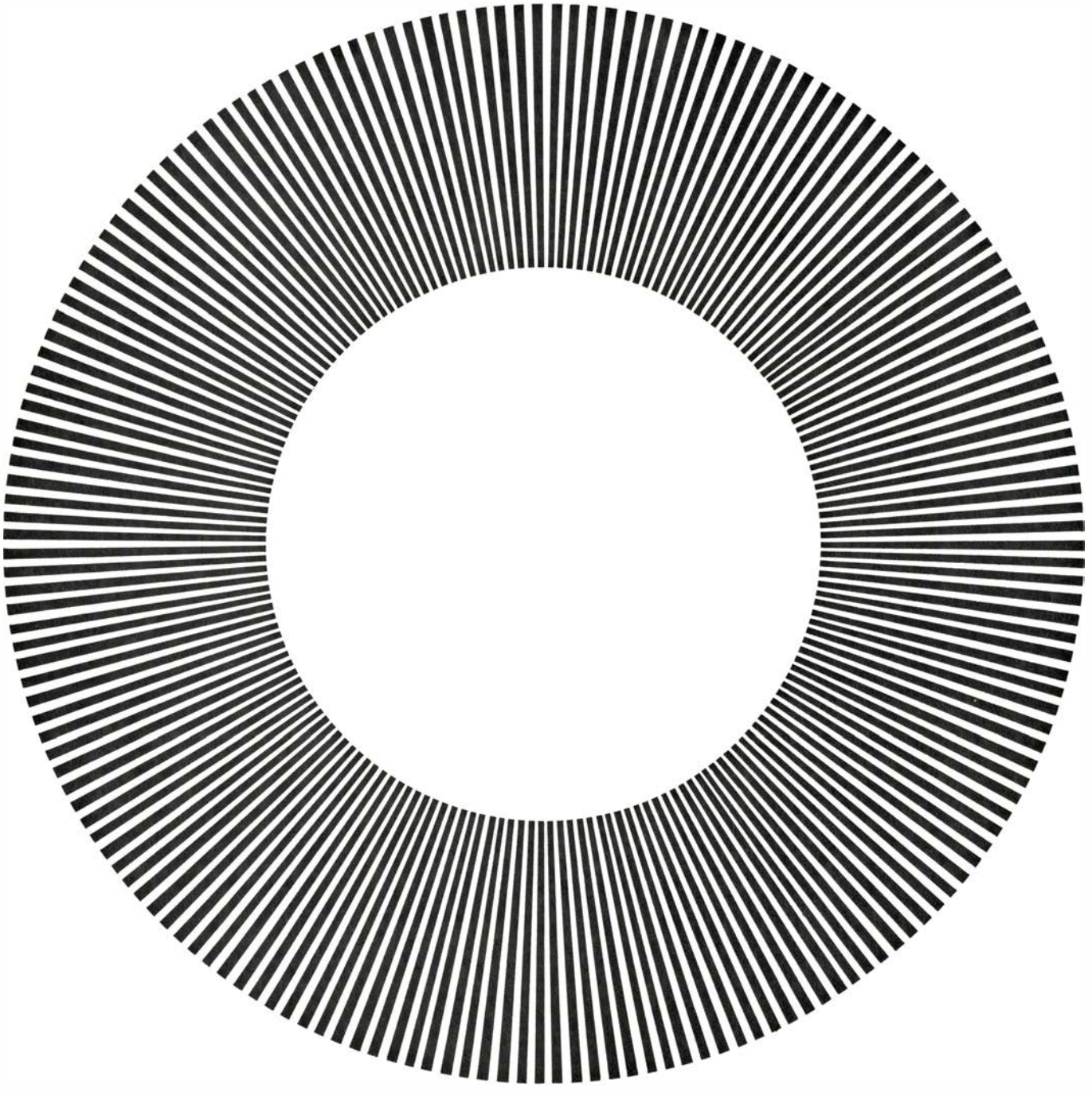
De esta explicación de Rushton se han ocupado Mastebroek y van der Kooi. A propósito del segundo, véase la figura 2. La figura blanca y negra colocada en el plato de un giradiscos barre el campo visual del observador. En la ilustración, el movimiento se representa con respecto a un eje fijo en la habitación. En el apartado *a*, el ojo, al que la vibración hace oscilar verticalmente, se encuentra en su posición más alta. La frecuencia a la que se relevan los sectores blancos en el campo visual

es igual a la del zumbido y, por tanto, a la de vibración del ojo.

En este apartado *a* de la ilustración hay un sector blanco que yace en el eje óptico, que va desde el centro del campo visual hasta la retina. Ese sector blanco constituye la imagen central en la retina. En los apartados *b* y *c* el dibujo del disco y el ojo se mueven hacia abajo, manteniéndose la imagen del sector blanco en el centro de la retina. Pero, en los apartados *d, e* y *f*, el dibujo prosigue hacia abajo, mientras que la vibración mueve el ojo hacia arriba. Entonces, el sector blanco, que estaba antes en el centro de la retina, se traslada hacia arriba. A la vez, en el centro de la retina se formará por un instante la imagen de un sector negro. El ciclo se inicia de nuevo en el apartado *f*.

Durante la mayoría del tiempo que dura una sola vibración del ojo, en el centro de la retina se recibe la imagen de un sector blanco. Otros puntos de la retina, repartidos regularmente, serán asimismo iluminados por sectores blancos durante casi todo el tiempo. En todos esos puntos ni las imágenes blancas ni las negras se perciben por separado, tal es la rapidez de la vibración, sino que el sistema visual promedia las intensidades luminosas a lo largo de cada vibración completa, atribuyendo a los puntos con imágenes blancas un valor medio de la intensidad que los hace luminosos. Por otro lado, los puntos de la retina que reciben imágenes negras durante la mayor parte del tiempo dan un promedio más oscuro. Y si el observador zumba a la frecuencia correcta, esa distribución de promedios se refuerza con cada oscilación del ojo. Así, aunque la imagen recibida esté menos definida que la que dé el disco (cuando está parado), será observable.

Es posible observar un buen número de efectos estroboscópicos inducidos por zumbido. Werner describe cómo valerse de ello para hacer inestable la imagen de un televisor: se sitúa a unos 30 metros del aparato y se pone a zumbar a través de los dientes a una frecuencia de 60 hertz. Con anterioridad, Philip C. Williams y Theodore P. Wil-

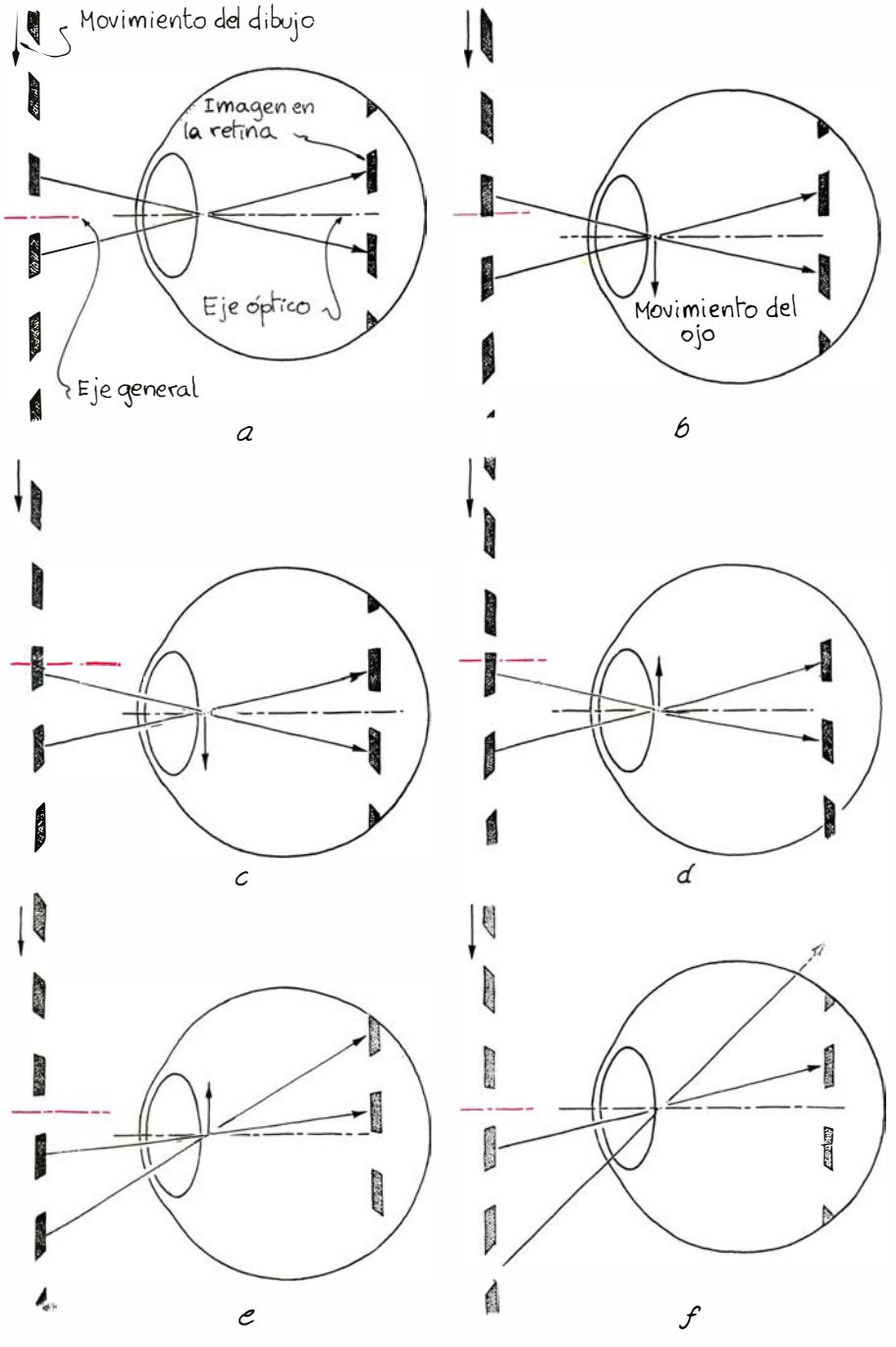


1. Dibujo estroboscópico para comprobar la velocidad de un giradiscos

liams, de Tallahassee, Florida, ya habían informado de qué modo un zumbido podía alterar una imagen de televisión. En sus observaciones, el zumbido creaba en la pantalla unas rayas negras horizontales ilusorias. Ajustando la frecuencia del zumbido, la persona emisora puede inmovilizar una raya, o bien hacerla subir o bajar. Determinadas frecuencias más altas (evidentemente armónicos de la más baja) dan rayas múltiples.

Werner describe asimismo cómo paraliza estroboscópicamente mediante un zumbido los radios de los cubos de las ruedas en rotación de los automóviles y los tornillos de fijación de las ruedas de camiones en movimiento. Ocurre, además, que una persona que conduzca un automóvil a lo largo de una valla de estacas puede inmovilizar éstas zumbando con la boca.

La exposición más curiosa acerca de un efecto estroboscópico la publicó J. L. Scott-Scott, de Nuneaton (Inglaterra), el cual dio con un método para determinar el sentido de giro de las hélices de avión. Para ello ponía a vibrar su cabeza haciendo que su lengua batiera, sin violencia, contra el cielo de la boca a la vez que exhalaba. Comenzaba con una frecuencia de vibración alta, para bajarla poco a poco hasta paralizar estroboscópicamente las hélices. Luego, amortiguaba la frecuencia un poco más, y el lento movimiento de la imagen estroboscópica de las hélices revelaba el sentido real de su rotación.



2. Así "inmovilizan" un dibujo los movimientos del ojo causados por el zumbido

Sujetando con cinta adhesiva una hoja de papel extendida en una de las caras de un disco de larga duración, construí un disco estroboscópico. En el centro del papel puse un punto de referencia coincidente con el orificio del disco. Seguidamente tracé sectores radiales con una abertura de un grado. (Las medidas deben hacerse todas antes de colocar el disco en el plato, pues la espiga de éste atraviesa el papel y destruye el punto de referencia.) Los sectores los pinté con tinta negra uno sí y otro no.

Cuando este disco gira a 33⅓ rpm, el giradisco funciona a una frecuencia de 0,555 hertz. Porque dividí el disco en 180 parejas de sectores blancos y negros, la frecuencia a que se repetía cada posición valía 0,555 hertz por 180 parejas, o sea, unos 100 hertz.

La confección del disco, tediosa, no salió cuan buena hubiera querido debido a las variaciones en la oscuridad de los sectores negros. Estas variaciones me distraían fácilmente cuando ponía el disco a girar a 33⅓ rpm. Había, además, otros detalles de la rotación que me hacían seguir el movimiento del disco, impidiéndome concentrar la mirada en una sola zona. No obstante, la paciencia me enseñó a ignorar la mayoría de los elementos de distracción y a concentrarme en el borrón acromático.

Al iluminar el dibujo en rotación con una lámpara doméstica de corriente alterna, sólo veía el borrón. La luz parpadeaba a razón de 120 hertz, frecuencia superior a los 100 hertz necesarios para inmovilizar el dibujo. Con el giradiscos bajo luz solar traté de zumbar a unos 100 hertz, que me asegurarían la inmovilización del dibujo. Mas, aunque mi zumbido variaba entre los límites de frecuencia adecuados, no lo conseguí.

Recurrí entonces a un procedimiento más sencillo de poner a vibrar mi cabeza. Conecté un altavoz a un audioamplificador excitado por un generador de señales. Ajustando alta la salida del amplificador, introduje la barbilla en el cono del altavoz. Así, mi cabeza se puso a vibrar. Actuando con una mano, hice que el oscilador recorriera poco a poco una zona de frecuencias centrada en los 100 hertz, a la vez que mantenía fija la vista en una sección del dibujo en rotación. Elegí la sección que caía a mi derecha. Dentro de mi campo visual, el dibujo se movía hacia abajo.

A una frecuencia de unos 100 hertz, se percibía una figura estroboscópica apagada sobre el fondo acromático. Al elevar o remitir ligeramente la frecuencia, la figura se desplazaba del modo

descrito por otros. Ni siquiera tenía que mirar el mando de frecuencia para inmovilizarla, una y otra vez, a la misma frecuencia. En cuanto sacaba la barbilla del altavoz, o llevaba la frecuencia a valores muy distintos de los 100 hertz, la figura estroboscópica desaparecía.

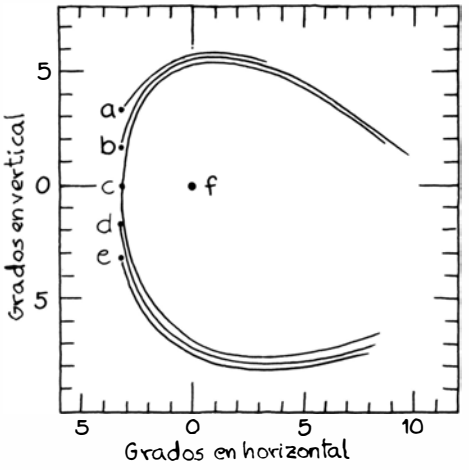
Podría ser interesante para el lector confeccionar su propio dibujo estroboscópico y proseguir con estas experiencias. Podría, además, experimentar con otros objetos vibrantes o rotatorios. ¿Se ve capaz de inmovilizarlos zumbando adecuadamente?

A principios del siglo XIX, Johannes Purkinje, iniciador de la óptica fisiológica, descubrió que la luz emitida por un trozo pequeño de yesca encendida creaba dos arcos azules de un lado a otro de su campo visual. Aunque estos arcos no tardaban en desvanecerse, podía controlar su luminosidad y duración moviendo la yesca arriba y abajo, barriendo con su luz diferentes partes de su retina. Si los arcos desaparecían, los regeneraba readaptando sus ojos a la oscuridad durante unos minutos.

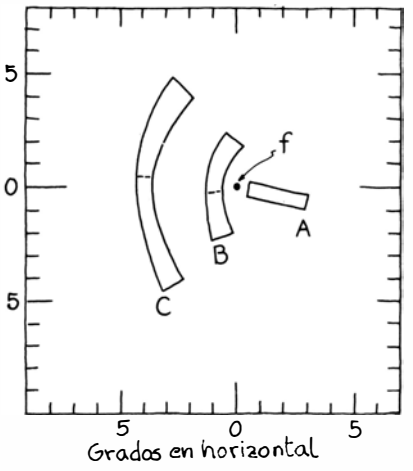
Desde aquella época, la causa de estos arcos, y especialmente la razón de su color azul, ha constituido un misterio fisiológico. La relación entre el lugar de la retina iluminado y la forma del arco generado ha sido estudiada por numerosos investigadores. Artículos recientes de J. D. Moreland, antiguo miembro del Instituto Oftalmológico de Londres, me han facilitado instrucciones detalladas acerca de cómo repetir estas observaciones.

Moreland sugiere el procedimiento siguiente para observar los arcos de Purkinje. Déjese que un ojo se adapte a la oscuridad durante un minuto al menos, pero no más de tres. Enciéndase una luz pequeña. (La mejor será una amarilla o roja de longitud de onda comprendida entre los 510 y los 620 nanómetros.) Según sea la ubicación de la luz en nuestro campo visual, veremos uno o varios arcos durante un segundo aproximadamente. Para repetir las demostraciones, hay que encender la luz de la habitación dos o tres minutos cada cinco minutos. A lo largo del período de oscuridad se encenderá luz amarilla o roja durante medio segundo, repitiendo el estímulo cada cuatro segundos.

Para ver arcos brillantes y completos importan tanto la orientación como el tamaño del estímulo lumínico. Un manantial rectangular pequeño da buenos resultados, ya que puede situarse de forma que excite varios arcos solapados cuyas luminosidades puede sumarlas el sistema visual. Si se coloca una fuente



3. Posiciones de los arcos para el ojo derecho



4. Posiciones del estímulo, según J. D. Moreland

rectangular en la parte del campo visual próxima a la nariz, su lado mayor debe ponerse vertical; si se coloca en la parte próxima a la sien, su lado mayor se pondrá horizontal.

Esta preferencia en la orientación está relacionada con la extensión de retina que se ilumina y con el lugar del campo visual donde aparecen los arcos. Cada una de las pequeñas secciones de las que se compone una fuente rectangular crea un arco de forma específica; entonces, para que el arco resultante sea brillante y completo, la dispersión del conjunto de arcos será pequeña.

En la figura 3 se muestran algunos de los arcos posibles, susceptibles de ser percibidos con el ojo derecho, y un manantial constituido por una rendija vertical. Se supone que la anchura de ésta es despreciable y su altura abarca 15 minutos de grado en el campo visual del observador. El punto *f* es el punto de fijación, es decir, el punto del campo visual al que se dirige la vista. (La imagen de este punto cae en la fóvea, que es la zona más sensible de la retina.) La gráfica del campo visual está medida en radianes, con el punto de fijación en el origen.

Si la rendija está en *c*, se excita el arco grande que pasa por *c*. (En la ilustración aparece sólo el centro del arco; en realidad, la anchura de éste es de un grado.) Cuando la luz se traslada al punto *b*, en la parte superior del campo visual se excita otro arco. Cuando se lleva al punto *d*, aparece otro arco en la parte inferior del campo visual.

Una ranura de longitud superior a 15 minutos puede excitar gran número de arcos. Entonces, lo que ve el observador es una composición de ellos. La visibilidad de ésta depende en parte del modo en que se solapen tales arcos. Supongamos que la rendija abarque el campo visual de *b* a *c*. El arco resultante será luminoso porque la extensión de los arcos componentes es suficientemente pequeña para que el sistema visual pueda sumar sus intensidades. Análogamente, si la rendija es lo bastante larga para llenar la distancia de *c* a *d*, se creará otro arco compuesto.

Con rendijas aún mayores decrece la visibilidad del arco compuesto. Por ejemplo, si la misma se extiende de *a* a *c*, el solapamiento de los arcos produce un arco resultante excesivamente ancho para que la suma de las luminosidades sea completa. Y, así, este arco será más ancho que el generado por una ranura más corta, pero no será proporcionalmente más luminoso. Si la ranura se orienta horizontalmente en *c*, la percepción resulta más deficiente incluso. Con esta orientación se excitan un mayor número de arcos para dar un arco compuesto ancho.

En la figura 4 se muestran tres regiones arbitrarias del campo visual del ojo derecho, en las que Moreland considera la posibilidad de emplazar manantiales luminosos. Si uno de éstos se coloca, pongamos por caso, en *C* y posee la forma curva con que se representa se generarán arcos de buena calidad. Un estímulo lumínico, curvo, situado en la zona *B* genera unos arcos de posición y curvatura diferentes. El estímulo de la zona *A* es distinto. Si entre el punto de fijación y el punto ciego (punto por el que las fibras del nervio retiniano salen hacia el cerebro) se coloca un manantial estrecho aparece una púa azul.

Veamos cómo Moreland pone de manifiesto los distintos arcos. Colóquese en la zona *A* una fuente luminosa rectangular, de unos 0,66 grados de ancho por unos 2,5 grados de largo. En el apartado *b* de la figura 5 se representa la posible aparición de la púa azul. Rotando la cabeza alinearemos la púa con el estímulo, como se indica en el

apartado *a*. Y si, simultáneamente, se ofrece el mismo posicionamiento al ojo izquierdo, se conseguirá una llamativa visión de dos púas azules.

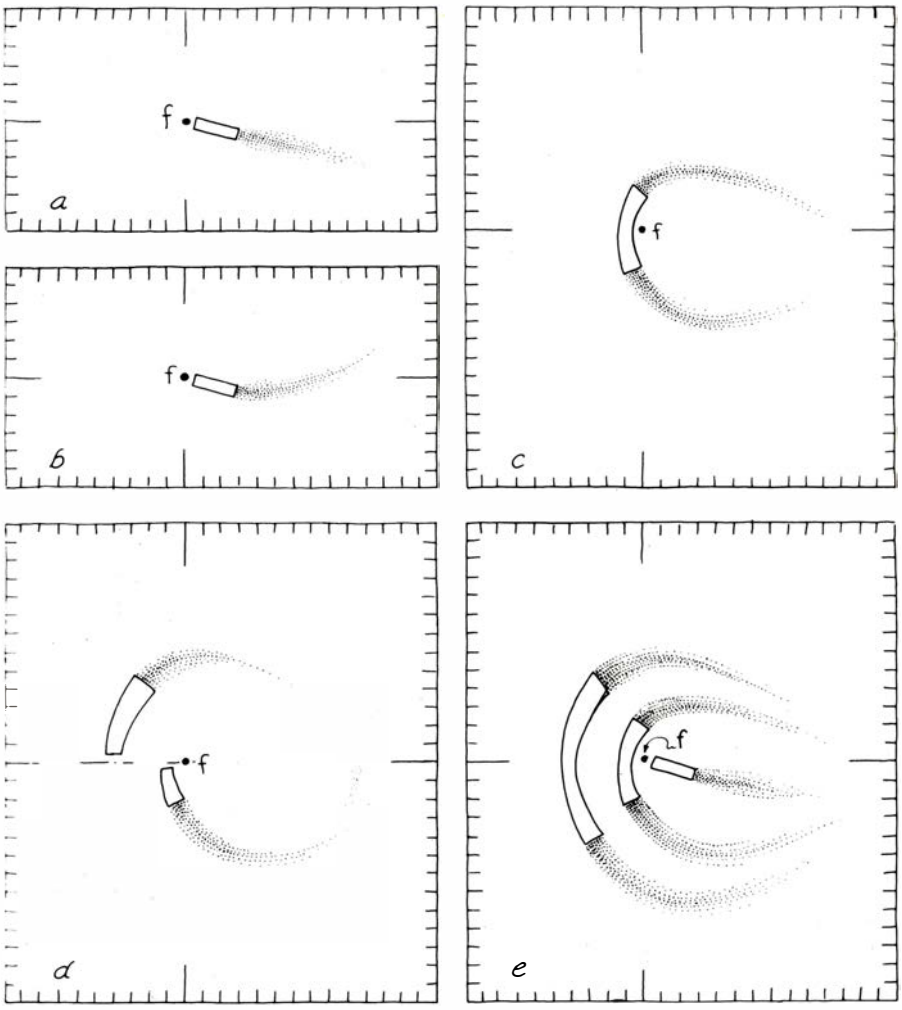
A continuación, colóquese en la sección *B* una fuente luminosa. Para que los resultados sean buenos, ésta debe tener unos 4,5 grados de largo por unos 0,66 grados de ancho en la parte más estrecha. Sus extremos son acampanados. La fuente genera dos arcos simétricos si ella misma guarda simetría con respecto a la recta que une los puntos de fijación y ciego (apartado *c*). Ladeando la cabeza puede completarse o romperse la simetría de los arcos.

Para poner de manifiesto la fuerte dependencia que muestran el tamaño y posición de los arcos con respecto a la posición de la fuente, se disponen dos fuentes, como se muestra en el apartado *d*. Una de ellas ocupa la mitad superior de *C*, y la otra, la mitad inferior de *B*. Los arcos resultantes aparecen disociados y poseen curvaturas sensiblemente distintas. Con luces estímulo que ocupen las tres posiciones, el resultado lo formarán dos arcos en herradura y una púa (apartado *e*).

En todas estas demostraciones los arcos aparecen tan pronto se enciende el estímulo lumínico. Cuando se apaga la luz, en las condiciones convenientes, se distinguen unos arcos similares, aunque más débiles. Los tiempos de encendido y apagado de las luces de la habitación son los mismos, pero en este caso, durante el período de oscuridad, la luz está encendida 3,5 segundos y apagada 0,5 segundos. Quizá haya que insistir en esta secuencia antes de que surjan los arcos "de apagado".

Moreland sugiere una fuente de luz inactínica con una lámpara de 60 watt cubierta de un filtro rojo o amarillo. Por mi parte, he descubierto que, para generar arcos, sirven casi todas las luces pequeñas (una simple linterna) provistas de un filtro rojo o amarillo.

Para construir una fuente luminosa del tipo sugerido por Moreland, se sujeta a una lámpara una hoja de cartón duro, recortada convenientemente. Luego se ajusta la distancia que debe mediar de la lámpara, hasta que el tamaño angular de la hendidura recortada sea el correcto dentro del campo visual. Puede emplearse una lámpara plana de las que se usan para contemplar y clasificar diapositivas.



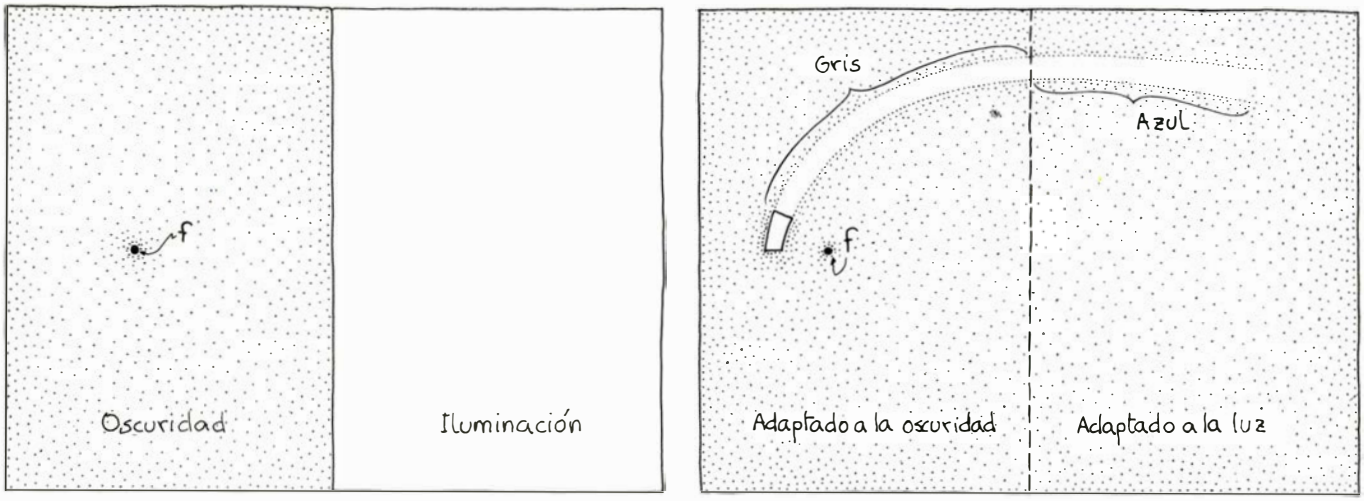
5. Tipos de arcos

Efectué la mayoría de mis observaciones en un ordenador personal, que tengo equipado de una pantalla monitora en blanco y negro. Para los primeros ensayos introduje en la memoria un programa alfabético. Como luz estímulo me valí del índice intermitente del monitor. Ese índice es blanco; por ello, fijé, con cinta adhesiva, un filtro rojo sobre la pantalla. Para crear un punto de fijación, tecleé un punto ortográfico casi en el centro del monitor. Entonces, con el índice situado a la izquierda del punto fijé la visión de mi ojo derecho concentrándome en este último. Tras determinar la mejor distancia entre el monitor y mi cabeza, mantuve ésta en posición con libros y otros objetos.

Para conseguir otras formas y orientaciones de la luz estímulo redacté un programa (en BASIC) que pudiera alumbrar distintas porciones del monitor. La figura iluminada se encendía y apagaba a la frecuencia establecida por los bucles FOR-NEXT del programa. Por ejemplo, para una sentencia de FOR K = 1 to 500: NEXT, la figura permanecía en la pantalla hasta que el ordenador hubiera contado hasta 500. Con otro bucle mantenía la pantalla a oscuras (salvo en el punto de fijación) durante el tiempo que me parecía.

Se han propuesto muchas explicaciones para los arcos azules. Purkinje y otros creían que resultaban de la dispersión de la luz dentro del ojo. Otros investigadores apuntaron hacia la bioluminiscencia, basándose en la hipótesis de que la excitación de las fibras nerviosas por la luz estímulo provocaba la emisión de radiación ultravioleta, la cual, a su vez, excitaba las células fotoreceptoras situadas en las zonas de los arcos. Ambas hipótesis han sido remplazadas por otra según la cual la excitación de las fibras nerviosas por un estímulo lumínico activa trayectos nerviosos contiguos. La interpretación personal de esa actividad es la percepción de arcos azules. Estos arcos cubren unas regiones que, en realidad, no están iluminadas.

Para crear la percepción de arcos, lo primero es hacer que una luz estímulo ilumine una pequeña porción de la retina, excitando los conos. Con ello, se activan eléctricamente las fibras nerviosas conectadas a éstos. Las mismas fibras excitan también eléctricamente las fibras vecinas conectadas a los bastoncitos que se hallan en otro lugar de la retina. Así, el observador recibe señales de los conos excitados por la luz y de las fibras nerviosas conectadas a los bastoncitos, que no están iluminados. El cerebro, engañado, cree que los bastoncitos están también iluminados. Se



6. Dispositivo para evidenciar los colores de los arcos

da la circunstancia de que los bastoncitos se disponen en la retina en forma de arco.

Si bien esta explicación de los arcos es prometedora, el origen de su color sigue sin localizarse. Se admite que los bastoncitos son acromáticos. Así, pues, ¿cómo podría la ilusión de que son excitados inducir a creer al observador que está contemplando un color azul? Además, los arcos sólo son azules cuando el ojo está todavía parcialmente adaptado a la luz; pero cuando éste se habitúa por completo a la oscuridad, se decoloran hasta un blanco apagado.

En 1977 Carl R. Ingling, Jr., y Bruce A. Drum, de la Universidad estatal de Ohio, presentaron una explicación de la coloración de los arcos que parece resolver el problema. Para seguir sus explicaciones hay que disponer un campo visual que esté iluminado por una parte y oscuro por la otra. Tras 10 minutos de adaptación de los ojos a la oscuridad total, se fija la mirada en el campo. (En la figura 6 se sugiere un dispositivo adecuado al ojo derecho.) Pasados algunos minutos, este campo se sustituye por otro completamente a oscuras, salvo por un pequeño punto de fijación poco luminoso y una luz roja lentamente destelleante necesaria para estimular los arcos. En la ilustración se muestra uno de los tipos de arcos que es posible ver.

La parte del arco que cae en la zona previamente adaptada a la iluminación es azul. La parte que se encuentra en la zona previamente adaptada a la oscuridad es blanco mate. Si el ojo se mantuvo inmovilizado sobre el punto de fijación, la separación entre los dos colores aparecerá nítida.

Para repetir esta experiencia con mi ordenador incluí en el programa BASIC algunas órdenes que iluminaban la mitad derecha de la pantalla tiempo suficiente para que se adaptara esa zona del campo visual de mi ojo derecho. El punto de fijación se encontraba en la parte izquierda de la pantalla. Al siguiente paso del programa la pantalla se oscureció del todo, salvo una figura lentamente destellante y el mismo punto de fijación. Como antes, había fijado un filtro rojo encima del lugar donde aparecía la figura estímulo.

Esta explicación que dan Ingling y Drum de la coloración de los arcos se basa en un modelo de la respuesta retiniana, publicado con anterioridad, que recibe el nombre de entorno mudo. En este modelo se supone que un grupo de fotorreceptores retinianos se compone de unas células centrales que reaccionan a la luz, y de unas células que la rodean, o circundantes, que, a veces, pueden modificar la rapidez a la que el centro envía las señales al cerebro. Con la expresión entorno mudo se quiere dar a entender que, cuando el centro está no excitado, la excitación del entorno no altera su rapidez de funcionamiento. Pero cuando el centro se excita más que el entorno, éste inhibe las señales de aquél hacia el cerebro.

El modelo del entorno mudo podría aplicarse a la generación de los arcos de Purkinje si el centro incluyese algunos conos, los cuales responden de la información sobre el amarillo y el azul que recibe el cerebro. El entorno se compone de bastoncitos. Estos no reaccionan al color, por lo que es imposible que ellos coloreen directamente los arcos. Pero, según la hipótesis de Ingling y Drum, los bastoncitos producen indirectamente el color azul cuando inhiben las señales amarillas procedentes de los conos amarillo-azules del centro.

En la teoría de los colores moderna se piensa que la percepción de éstos es el resultado de dos tipos de competición entre los conos. Estos se hallan especializados en su respuesta a los colores. Hay un tipo de conos que responden al rojo, otros al verde y un tercero al azul. Evidentemente, el sistema visual ordena estas tres respuestas en dos pares de colores complementarios: rojo y verde una, azul y amarillo la otra.

Los arcos de Purkinje podrían generarse como sigue. La luz estímulo ilumina una porción restringida de la retina, excitando sus conos. Poseen estos unas fibras nerviosas que discurren junto a otras procedentes de distintas partes de la retina, de modo que la excitación eléctrica del primer grupo de fibras excita al segundo grupo. Presumiblemente, parte de las fibras nerviosas del segundo grupo están unidas a los bastoncitos que se cuentan entre las células de entorno.

Cuando se excita este segundo grupo de fibras, ¿qué señal transmiten al cerebro? Primero, dan una señal ilusoria de que la retina ha sido iluminada en los lugares en los que están conectadas a los bastoncitos del entorno. Segundo, podrían, asímismo, producir una ilusión de coloración azul, según sea el estado de los centros de los que forman parte. Si el ojo está completamente adaptado a la oscuridad, los centros ni se hallan excitados ni transmiten información de color. Por tanto, la excitación de las fibras de los bastoncitos envía al cerebro una señal desprovista de color. En consecuencia, el observador ve un arco blanco mate.

Si el ojo no está completamente adaptado a la oscuridad, los conos de los centros siguen enviando información de color al cerebro. En particular, algunos de ellos están mandando una señal amarilla. La excitación de las fibras enlazadas a los bastoncitos del entorno de esos conos inhibe entonces dicha señal amarilla: el efecto es que al cerebro se transmite una señal azul.

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

LA POBLACION CHINA

RESEARCH ON THE POPULATION OF CHINA: PROCEEDINGS OF A WORKSHOP. Dirigido por Robert J. Lapham y Rodolpho A. Bulatao. Committee on Population and Demography, Assembly of Behavioral and Social Sciences, National Research Council; 1981.

POPULATION TRENDS IN CHINA AND INDIA. Ansley J. Coale en *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, vol. 80, n.º 6, págs. 1757-1763; marzo, 1983.

POPULATION AND BIRTH PLANNING IN THE PEOPLE'S REPUBLIC OF CHINA. En *Population Reports*, Series J, n.º 25; vol. 10, n.º 1, págs. J-577-J-618; enero-febrero de 1982.

ON THE RESULTS OF THE CHINESE CENSUS. Li Chengrui en *Population and Development Review*, vol. 9, n.º 2, págs. 326-344; junio, 1983.

EL YACIMIENTO PALEONTOLOGICO DE CULLAR DE BAZA-I

LE SITE PRÉHISTORIQUE NOUVEAU DE CULLAR DE BAZA-I D'ÂGE PLÉISTOCÈNE MOYEN. ETUDE PRÉLIMINAIRE ET ANALYSE DE LA FAUNE DES RONGEURS. A. Ruiz Bustos y J. Michaux en *Géologie Méditerranéenne*, tomo III, páginas 173-182; 1976.

LAS CONDICIONES ECOLÓGICAS DEL MUSTERIENSE EN LAS DEPRESIONES GRANADINAS. LA FAUNA DE MICROMAMÍFEROS EN LA CUEVA DE LA CARIGÜELA (PIÑAR, GRANADA). A. Ruiz Bustos y M. García Sánchez en *Cuadernos de Prehistoria*, n.º 2, págs. 7-17; Universidad de Granada, 1977.

EL YACIMIENTO DE VERTEBRADOS DE CORTES DE BAZA-I (DEPRESIÓN DE GUADIX-BAZA). A. Ruiz Bustos, J. A. Peña y J. Rodríguez en *Acta Geológica Hispánica*, tomo XII, n.º 1/3, págs. 42-45; 1977.

LES CONGLOMÉRATS DE LA «BLOCKFORMATION» ET LEUR SIGNIFICATION DANS L'EVOLUTION NÉOGÈNE DU BASSIN DE GRENADE (CORDILLÈRES BÉTIQUES, ESPAGNE). A. Ruiz Bustos y C. J. Dabrio en *C. R. Soc. Géol. Fr.*, fasc. 2, págs. 53-55; 1979.

ORBITA TERRESTRE Y PERIODOS GLACIALES

VARIATIONS IN THE EARTH'S ORBIT: PACEMAKER OF THE ICE AGES. J. D. Hays, John Imbrie y N. J. Shackleton en *Science*, vol. 194, n.º 4270, páginas 1121-1132; 10 de diciembre de 1976.

ICE AGES: SOLVING THE MYSTERY. John Imbrie y Katherine Palmer Imbrie. Enslow Publishers; 1979.

MILANKOVITCH AND CLIMATE CHANGE. Dirigido por J. Imbrie y A. Berger. Elsevier Science Publishing Co., Inc.; 1984.

PROTEINAS DE MEMBRANA

THREE-DIMENSIONAL MODEL OF PURPLE MEMBRANE OBTAINED BY ELECTRON MICROSCOPY. R. Henderson y P. N. T. Unwin en *Nature*, vol. 257, n.º 5521, págs. 28-32; 4 de septiembre de 1975.

STRUCTURE OF THE JUNCTION BETWEEN COMMUNICATING CELLS. P. N. T. Unwin y G. Zampighi en *Nature*, vol. 283, n.º 5747, págs. 545-549; 7 de febrero de 1980.

MEMBRANE PROTEIN STRUCTURE. R. Henderson en *Membranes and Intercellular Communication; Les Houches Session XXXIII, July 30-August 30, 1979*, dirigido por Roger Balian, Marc Chabre y Philippe F. Devaux. Amsterdam North-Holland Publishing Co., 1981.

ESPECTROSCOPIA DE GASES SOBREENFRIADOS

SUPERSONIC NOZZLE BEAMS. James B. Anderson, Ronald P. Andres y John B. Fenn en *Advances in Chemical Physics*, vol. 10, págs. 275-317; 1966.

LASER SPECTROSCOPY IN SUPERSONIC JETS. D. H. Levy, L. Wharton y R. E. Smalley en *Chemical and Biochemical Applications of Lasers*, dirigido por C. Bradley Moore. Academic Press; 1977.

MOLECULAR OPTICAL SPECTROSCOPY WITH SUPERSONIC BEAMS AND JETS. Richard E. Smalley, Lennard Wharton y Donald H. Levy en *Accounts of Chemical Research*, vol. 10, n.º 4, págs. 139-145; abril, 1977.

NUMEROS Y MEDIDAS EN LOS PRIMEROS DOCUMENTOS ESCRITOS

METROLOGICAL RELATIONS IN A GROUP OF SEMI-PICTOGRAPHIC TABLETS OF THE JEMDET NASR TYPE, PROBABLY FROM URUK-WARKA. J. Friberg en *Research Report n.º 1979-15*. Departamento de Matemáticas, Chalmers Tekniska Högskola, Goteborg, 1979.

A SURVEY OF PUBLICATIONS ON SUMERO-AKKADIAN MATHEMATICS, METROLOGY AND RELATED MATTERS (1854-1982). J. Friberg en *Research Report n.º 1982-17*. Departamento de matemáticas, Chalmers Tekniska Högskola, Goteborg, 1982.

ABEJAS SOLITARIAS

THE SOCIAL BEHAVIOR OF THE BEES: A COMPARATIVE STUDY. C. D. Michener. Harvard University Press; 1974.

EVOLUTION OF INSTINCT: COMPARATIVE ETHOLOGY OF HYMENOPTERA. Kunio Iwata. Editado por Amerind Publishing Co., para la Smithsonian Institution y la National Science Foundation; Nueva Delhi, 1976.

LA INVENCION DEL GLOBO AEROSTATICO Y EL NACIMIENTO DE LA QUIMICA

THE CHEMICAL REVOLUTION: A CONTRIBUTION IN SOCIAL TECHNOLOGY. Archibald Clow y Nan L. Clow. Batchworth Press; London, 1952.

THE HISTORICAL BACKGROUND OF CHEMISTRY. Henry M. Leicester. Dover Publications, Inc.; 1971.

A BOOK REVIEW OF AN EARLY (1781) SURVEY OF PROGRESS IN CHEMISTRY. Arthur F. Scott en *Survey of Progress in Chemistry*, vol. 8, páginas 253-277; 1977.

JUEGOS DE ORDENADOR

MINDSTORMS: CHILDREN, COMPUTERS, AND POWERFUL IDEAS. Seymour Papert. Basic Books, Inc.; 1980.

TURTLE GEOMETRY: THE COMPUTER AS A MEDIUM FOR EXPLORING MATHEMATICS. Harold Abelson y Andrea A. diSessa. The MIT Press; 1980.

TALLER Y LABORATORIO

WHY THE BLUE ARCS OF THE RETINA ARE BLUE. Carl R. Ingling, Jr., y Bruce A. Drum en *Vision Research*, vol. 17, págs. 498-500; 1977.

THE EFFECT OF HUMMING ON VISION. H. A. K. Mastebroek y J. B. van der Kooi en *Physics Education*, vol. 14, págs. 253-254; 1979.

Taller y laboratorio

¿Cómo ve el pez al pescador y a la mosca que le lanza como cebo?

Jearl Walker

El pescador, atento al agua, ve un pez. ¿Dónde ha de lanzar el cebo? Aconseja la tradición echar la mosca en el punto situado inmediatamente sobre la posible presa. ¿Por qué tamaña precisión? Hemos fallado por unos centímetros, ¿seguirá el pez viendo la mosca? Robert Harmon y John Cline, abogados de patentes de Chicago, han estudiado la óptica de la pesca con mosca. Concluyen que el lanzamiento ha de ser lo más preciso posible; si así no ocurre, la imagen que el pez verá podría resultar excesivamente deformada por la refracción de los rayos luminosos en la superficie del agua.

Se conoce perfectamente a qué velocidad se propaga la luz en el vacío: 3×10^8 metros por segundo. En todo otro medio transparente, esa velocidad es inferior, pues la luz interactúa con las moléculas del medio. Cada una de estas interacciones puede considerarse una absorción momentánea de la luz.

Para describir el retraso neto que sufre la luz a su paso por un medio, el camino más corto es afirmar que se propaga con mayor lentitud. Y así se atribuye un índice de refracción a cada medio transparente. La celeridad de la luz en un medio es igual entonces a su celeridad en el vacío dividida por el índice de refracción correspondiente. El índice de refracción del agua es de 1,331 aproximadamente y el del aire es muy poco mayor que 1. La velocidad efectiva de la luz en el aire viene a ser casi igual que en el vacío, mientras en el agua resulta bastante menor.

En virtud de esa distinta velocidad, cuando un rayo de luz atraviesa la superficie del agua se refracta (cambia de dirección). Por convenio, la orientación de un rayo se mide respecto a la perpendicular a la superficie que cruza. Supongamos que un rayo incida sobre la superficie del agua en un ángulo de 42 grados respecto a la vertical. De esa luz, parte se reflejará en la superficie en un ángulo igual al de incidencia; el resto se refractará en el agua bajo un ángulo de 30 grados respecto a la vertical.

Con ángulos de incidencia distintos se tendrán otros ángulos de refracción. La relación entre ángulos viene definida por la ley de Snell, en honor de Willebrord Snell, quien la propuso en 1621. De acuerdo con la misma, el seno del ángulo de refracción en el agua es igual al seno del ángulo de incidencia en el aire multiplicado por un coeficiente. Coeficiente que es la razón entre los índices respectivos (aire:agua). En todos los casos, salvo en uno, el ángulo de refracción es menor que el de incidencia. La excepción la constituye el caso en que el rayo incide verticalmente, cuando entrará en el agua sin desviarse.

Consideremos un rayo que llegue a un pez procedente de un objeto situado a corta distancia de la superficie del agua. Si el pez es capaz de asignar una posición al origen de ese rayo (como lo haría un ser humano), interpretará que el objeto se halla en un punto situado en la dirección del rayo. Y, así, situará el objeto en un punto del espacio bajo un ángulo superior al verdadero. Este error será pequeño si el ángulo de incidencia es pequeño, y grande, si dicho ángulo es grande.

Los rayos que más se refractan son los procedentes de la vecindad del horizonte, que inciden en el agua bajo un ángulo inferior, por muy poco, a los 90 grados; le corresponde un ángulo de refracción de 48,7 grados, aproximadamente. (El valor exacto dependerá del índice de refracción del agua.) Ningún rayo proveniente del aire puede llegar al pez bajo un ángulo de refracción mayor que ese. De aquí que todos los rayos que lleguen al pez desde el aire se hallarán comprendidos en un cono cuyo vértice estará en el ojo del pez y cuya generatriz formará un ángulo de 48,7 grados con la vertical.

A la intersección de ese cono con la superficie del agua Harmon y Cline llaman "la ventana"; a través de ella el pez ve los objetos situados por encima del agua. Todo rayo que proceda del horizonte pasará por el marco de la ventana y, luego, descenderá a lo largo de la superficie lateral del cono. El tamaño de la ventana es función de la profundidad a la que se halle el pez. Cuando esa distancia sea de 10 centímetros, el radio de la ventana será de 11,3 centímetros. Con una profundidad mayor, crecerá el tamaño de la ventana, pero no se alterará la abertura del cono, cuyo valor lo establece la refracción de los rayos rasantes.

La visión que del mundo externo se le presenta al animal es anamórfica: la ampliación difiere en dos direcciones perpendiculares. Vale decir que la refracción deforma e introduce los objetos en la visión del pez. Quién sabe si esos vertebrados pueden interpretar esas visiones anamórficas y entienden que los objetos que aparecen en la ventana se encuentran a cierta distancia por encima de la superficie del agua. Pero quizá no sea así, y los peces vean esos objetos como si estuvieran en la superficie. En cualquier caso, ¿cómo ve un pez al pescador?

Valiéndome de un ordenador personal, me apresté a calcular cuál sería la refracción de cuatro varas verticales situadas a varias distancias de un pez. Programé el ordenador para que hiciera los cálculos en el supuesto de que cada vara se extendiese un metro por encima del agua y 20 centímetros por debajo de ella, lo que simula, con buena aproximación, la figura del pescador, puesto en pie, en aguas someras. Alojé al animal en una profundidad teórica de 10 centímetros, zona verosímil para un pez en busca de alimento.

Empecé considerando una vara situada a una distancia horizontal del pez de dos metros. Todo rayo procedente de la porción sumergida de la vara no se refracta y se percibe (si el pez puede verla a esa distancia) en su lugar verda-

dero. Todo rayo que proceda de un punto de la vara inmediatamente contiguo al nivel del agua pasará por el borde de la ventana y viajará a lo largo de la superficie lateral del cono imaginario que señala el límite de los rayos que llegan al pez desde el aire. Este rayo podría interpretarlo el animal originándose en algún lugar de una recta que formase el mismo ángulo con la vertical. Si es así, la línea de agua de la vara parecería hallarse en una recta separada 48,7 grados de la vertical.

Todo rayo que proceda de la punta de la vara pasará un poco más cerca del centro de la ventana y su ángulo de refracción será del orden de 42 grados. Este rayo podría interpretarlo el pez arrancando de una recta que fuese una extrapolación hacia atrás del rayo refractado. Si es así, la punta de la vara parecería hallarse en una recta separada 42 grados de la vertical. Entonces, si el pez es sensible a la profundidad, le parecerá que la vara se encuentra en el aire inclinada entre 42 y 48,7 grados respecto a la vertical.

Esta situación se representa en la figura 5. La imagen de la vara se curva entre los dos ángulos en cuestión. Para dejar sitio a los otros elementos de la ilustración, la imagen se representa a una distancia de la ventana aproximadamente igual a la que la vara tiene en la realidad.

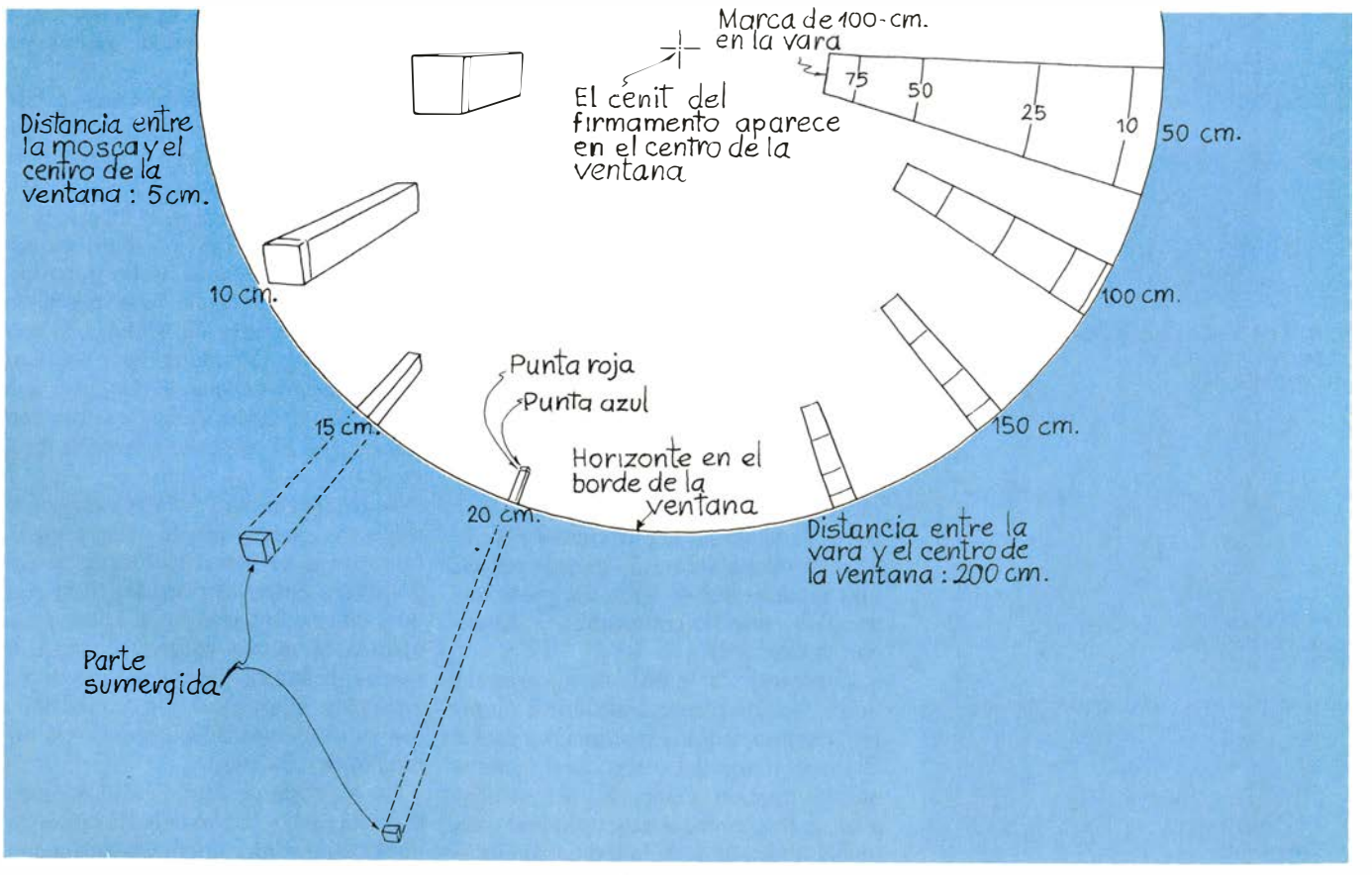
Ese dibujo no hay que tomarlo como artículo de fe. Desconozco si los peces son capaces de extrapolar mentalmente rayos luminosos. Ni siquiera sé si conocen lo que es una vara. Seguramente serán incapaces de sacar la conclusión de que un objeto así deformado es en realidad una vara rígida y vertical. Gran parte de la aptitud humana para asignar profundidad y forma a los objetos procede de la experiencia con objetos de este tipo.

El ordenador calculó las posiciones angulares de otras tres varas. En todos los casos, el pez ve dos imágenes de cada una de ellas. La parte situada por encima del agua la aprecia a través de la ventana. La parte sumergida la distingue en su posición verdadera y perfectamente separada de la anterior. Conforme se traslada una vara hacia la ventana las dos partes se acercan una a otra, fundiéndose al final cuando la vara llega al marco de la ventana.

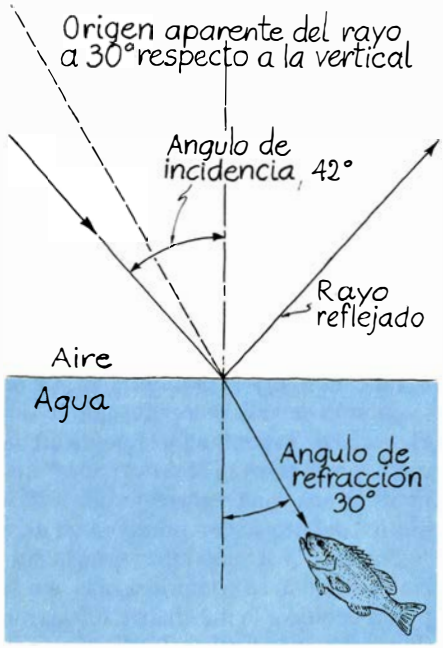
En la figura 1 se representa una vista plana de las varas tal como se observan refractadas por la ventana. Un pez carente de sensibilidad a la profundidad y de conocimiento de lo que está contemplando depende, probablemente, de visiones así en lo referente al mundo exterior. Para que las varas no se sobrepongan en la figura, las he distribuido de suerte que descansen en un círculo en torno al pez. Sus tamaños y distancias a éste son los mismos que antes. Las porciones sumergidas no se representan porque están demasiado lejos para adaptarse a la ilustración. Las señales en las varas indican alturas sobre el nivel del agua.

En esta figura el extremo inferior de la porción de vara emergida aparece en el marco de la ventana y la punta en un radio y más cercana al centro de la ventana. O sea, una vara colocada a dos metros del pez se comprime en un área reducida. El extremo inferior de la porción emergida se comprime más que la punta debido a la más fuerte refracción de los rayos que salen de ella. La imagen de esta vara ocupa menos de 2,5 centímetros a lo largo de un radio de la ventana. Y como por todo el marco de la ventana pueden asomar múltiples objetos más que rodeen a la masa de agua, podría ocurrir que la vara se confundiera en la turbiedad consiguiente.

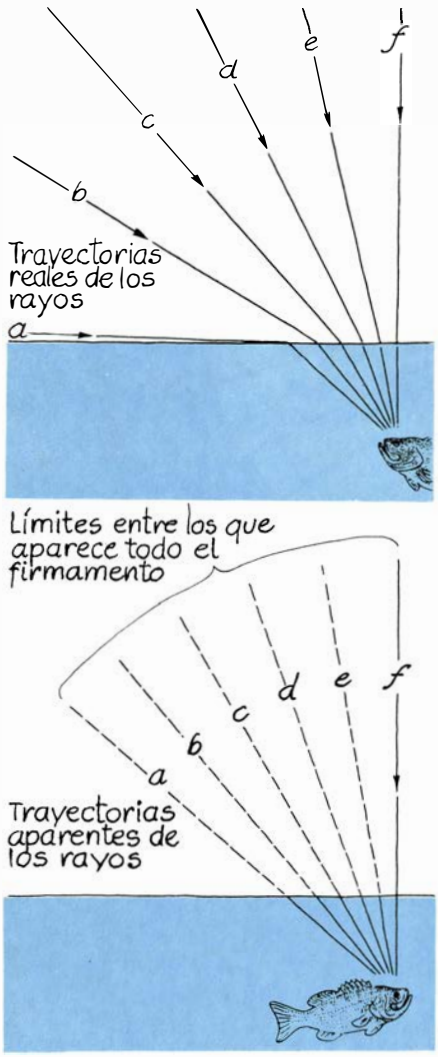
En las varas situadas a 1,5 y 1 metro del pez se manifiesta menos compre-



1. Vista a través de una "ventana" en la superficie del agua



2. Refracción en una superficie acuática



3. Rayos de luz reales y aparentes

sión. Ahora bien, al extenderse más hacia el centro de la ventana, aparecen sensiblemente ahusadas, deformación y estilización que se ofrece incrementada a 50 centímetros del pez. La imagen completa de la porción no sumergida abarca alrededor del 70 por ciento de un radio de la ventana; por ello, debe resultar muy patente para el animal.

Mi vara equivale a un pescador de corta estatura. A dos o más metros del pez, nuestro hombre queda comprimido en una miniatura que ocupa apenas una pequeña parte de la ventana y se pierde enmascarado en el desorden, o turbiedad, del marco. Pero, a medida que se acerca al pez, va ocupando un ángulo mayor en el campo visual de éste y abarca una porción mayor de ventana. Por su lado, la parte sumergida del pescador se agranda asimismo en el campo visual del animal.

En cierto instante, el movimiento de alguna de esas imágenes advierte al pez de un peligro potencial. El movimiento de la parte emergida del pescador se perfila como una imagen que nace en el alféizar de la ventana y crece radialmente hacia el centro. Acaso el pez se quede al acecho del movimiento esperando que arroje una imagen completa entre el marco y el centro.

La óptica aplicable a la aparición de una mosca lanzada en la proximidad de un pez es análoga. En la parte izquierda de la figura 1 se representan algunas posibilidades. Por comodidad he considerado una mosca rectangular estrecha que sobresale 2,5 centímetros de la superficie del agua y se hunde 0,2 centímetros en ella. (Su altura es casi la misma que la de un cebo mosca del n.º 4. Su anchura sobre la superficie es irrelevante.) Si bien no es probable que una mosca rectangular resulte apetitosa para un pez, nos servirá para poner de manifiesto la deformación que provoca la refracción.

Programé el ordenador para que determinara la imagen que da la mosca en la ventana. Si la línea de flotación de la mosca está a cinco centímetros del centro de la ventana, la parte emergida de aquélla ocupa sólo 1,3 centímetros en una recta radial de ésta. La parte sumergida, que se comprime, se funde con la emergida.

Conforme la mosca se acerca al borde, su imagen se alarga. Por ejemplo, cuando su línea de flotación está a 10 centímetros del centro de la ventana, la porción emergida del insecto abarca tres centímetros radiales: más que la altura de toda la mosca. La imagen de la porción sumergida, que sigue unida a la de la porción emergida, se alarga también un poco, permitiendo que el pez distinga mejor el cebo.

Cuando la mosca atraviesa el alféizar de la ventana, la imagen de la porción emergida comienza a contraerse; la de la porción sumergida se separa de la anterior. En la figura se muestra la situación cuando el cebo está a 15 centímetros del centro de la ventana. La parte superior de la porción sumergida se ve a su distancia real del centro. La parte inferior de la porción emergida aparece en el alféizar. La parte superior de la mosca, que está realmente 2,5 centímetros sobre el agua, se presenta a sólo 1,9 centímetros del borde de la ventana. La mosca ya no se ve con la misma facilidad.

Cuando la mosca se desplaza 20 centímetros del centro de la ventana, la contracción aparente de la porción emergida es mayor. El límite inferior de esa porción sigue en el marco de la ventana, mientras la parte superior aparece entonces a unos 0,8 centímetros del borde. Esta contracción de la imagen de la porción emergida puede perderse en la turbiedad existente en el borde. Distinguir el cebo resulta ahora más difícil. Además, la imagen de la porción sumergida queda totalmente separada de la imagen existente en la ventana. Y, pese a que ambas imágenes se sigan percibiendo, es probable que un pez vea dos objetos, ambos pequeños.

Harmon y Cline afirman que, al pescar con mosca, si se ve el pez, hay que arrojarle el cebo lo más cercano posible. Si se puede colocar la mosca dentro de la ventana, quizás el pez reconozca al insecto. Por lo menos estarán fundidas las imágenes de las porciones emergida y sumergida. Si la mosca cae en la ventana cerca del alféizar, la imagen de su porción emergida se ampliará en el sentido de que su longitud a lo largo de un radio de la ventana será mayor que el verdadero tamaño de la mosca.

Si el lanzamiento falla por unos centímetros, puede que la mosca quede fuera de la ventana. Entonces, la disgregación entre las porciones sumergida y emergida hará que la imagen que ofrezca la mosca apenas recuerde lo que es. E incluso cabría que la porción emergida apareciera tan comprimida que su imagen se confundiera en la turbiedad del alféizar.

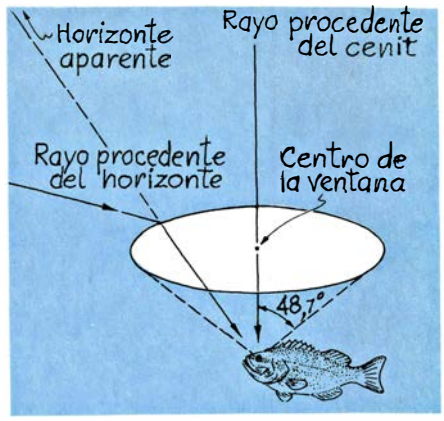
La cuestión se complica si el pescador está alineado con el pez y la mosca, pues su imagen aumenta la turbiedad. En tal situación, su única posibilidad de

atraer al pez se reduce a la imagen de la parte sumergida del cebo, que la presa percibirá sin la distorsión causada por la refracción. Harmon y Cline sugieren la conveniencia de que esa parte de la mosca esté brillantemente coloreada.

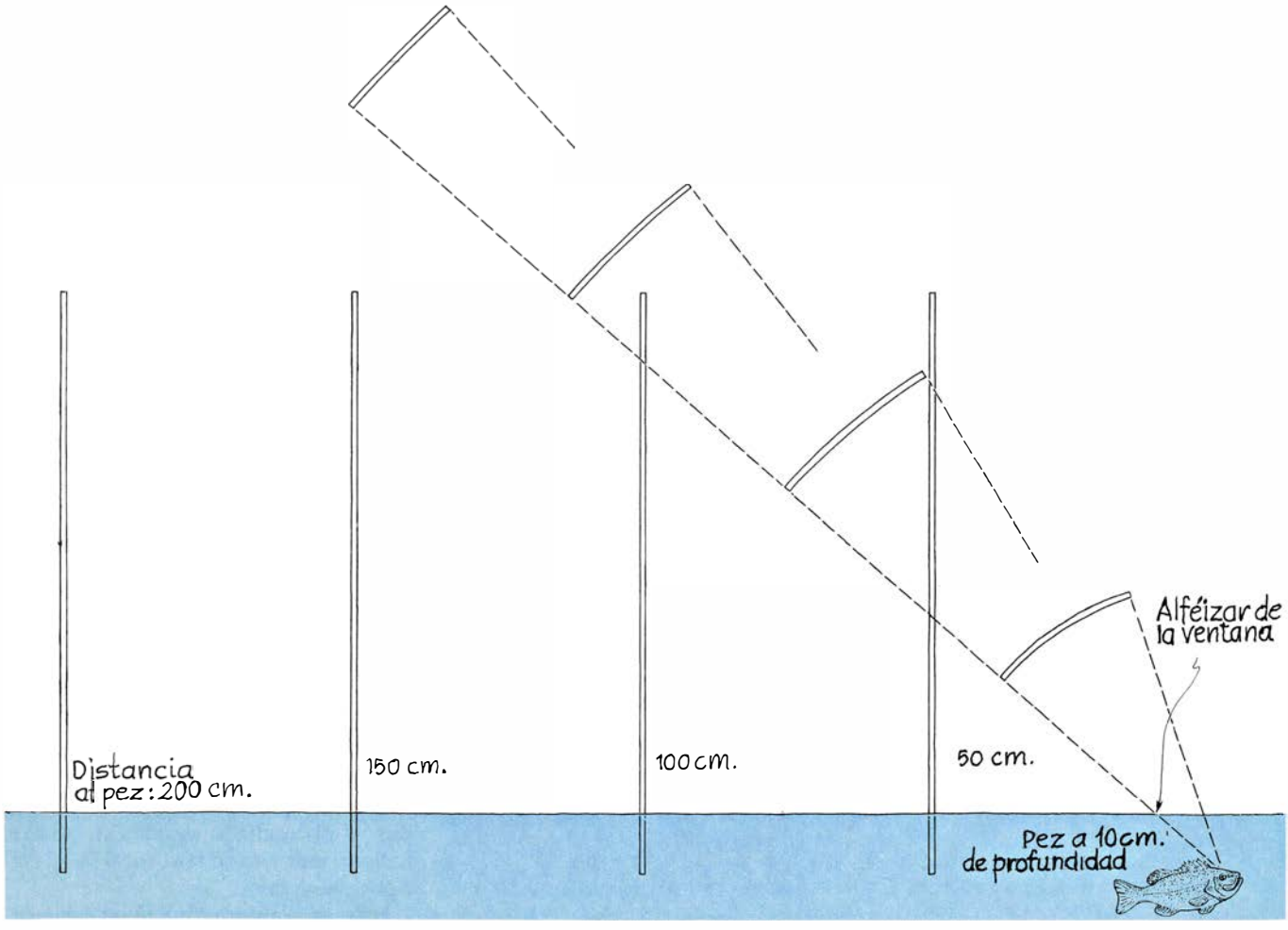
Hasta aquí he supuesto que el índice de refracción del agua posee un valor único. Lo cierto es que difiere para las distintas longitudes de onda de la luz. Si ésta es roja, la que posee longitudes de onda más largas, el índice valdrá alrededor de 1,331. La luz azul, que se sitúa en la zona de ondas cortas del espectro, tiene un índice del orden de 1,343. Supongamos que en el agua penetre un rayo de luz blanca, es decir, compuesta de todos los colores. La refracción desplegará entonces esos colores en un abanico estrecho, de tal modo que el rayo de menor ángulo de refracción será el azul y el de mayor ángulo, el rojo. Los colores de longitudes de onda intermedias tendrán unos ángulos de refracción intermedios. Esta descomposición de los colores se llama dispersión.

Harmon y Cline señalan que la dispersión desempeña un papel secundario en la imagen que ve un pez por la ventana. Para investigar este extremo sometí a consideración los rayos de luz blanca con origen en la parte superior imaginaria de mi mosca rectangular. Uno de esos rayos se refractará en la superficie para enviar un rayo rojo hacia el pez. Otro se refractará un poco más hacia el centro de la ventana y enviará un rayo azul. El pez, así, verá una imagen coloreada en el lugar de la ventana por donde cruzan los rayos. Y, aunque la imagen azul esté algo más cerca del centro de la ventana, la dispersión de la imagen coloreada será escasa, a menos que la mosca quede totalmente fuera de la ventana. Pero, aún así, la dispersión no comprenderá más de un milímetro de ventana aproximadamente.

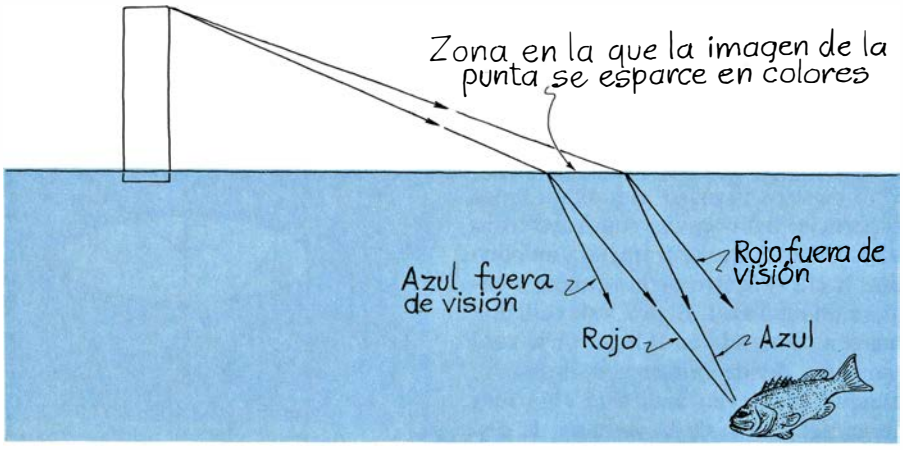
En la superficie del agua exterior a la ventana lo que ve el pez es, en gran parte, la reflexión de los rayos que, diseminados, proceden del fondo. Aunque la refracción en la superficie y hacia el aire está garantizada por la ley de Snell, para ciertos rayos tal refracción resulta imposible. Que un rayo se refracte o no depende del ángulo de incidencia. Si éste es inferior a 48,7 grados, parte de la luz se refractará en la superficie y el resto se reflejará hacia abajo. Según la ley de Snell, el ángulo de refracción (en el aire, ahora) debe ser mayor que el de incidencia. Sin embargo, el ángulo de refracción puede llegar a valer 90 grados, que es cuando



4. Geometría de la ventana



5. Así vería un pez las varas en el agua



6. Dispersión de la luz

el rayo refractado apenas roza la superficie del agua.

Si el ángulo de incidencia es mayor que 48,7 grados, la refracción es imposible; la luz podrá únicamente reflejarse. (Esta situación es conocida por reflexión total, ya que la luz es incapaz de salir del agua.) Toda luz que se refleje hacia el pez en la cara inferior de la ventana tendrá un ángulo inferior a 48,7 grados; además, parte de ella se refractará en el aire. Un rayo que se refleje exactamente en el alféizar de la ventana poseerá un ángulo de incidencia de 48,7 grados, transmitiendo una componente refractada paralela a la superficie del agua. Toda luz que se refleje hacia el pez en el resto de la superficie debe tener un ángulo de incidencia mayor que 48,7 grados; esta reflexión será total. Las reflexiones procedentes de la zona de la ventana quizá se confundan en el fulgor de la luz del cielo, pero las procedentes de los demás lugares podrían ser lo bastante intensas para ofrecer al pez una imagen especular del fondo.

Toda esta fenomenología óptica es válida para el caso de un pez que mire a través de las paredes de un acuario. Aquí, claro está, la ventana yace en un plano vertical. La deformación anamórfica debida a la refracción alterará la geometría de los objetos exteriores al acuario. Un objeto realmente plano presentará la forma de un acerico.

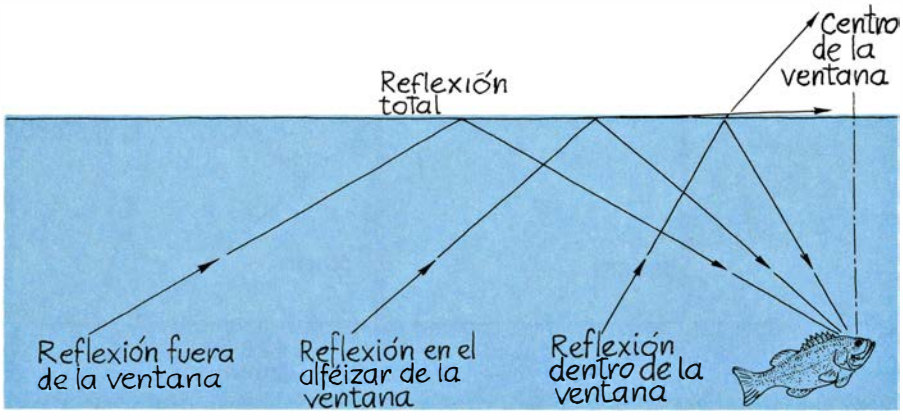
Dentro del agua el ojo humano abierto no observa ninguna distorsión óptica de esas porque está adaptado a la visión en el aire. De la refracción normalmente necesaria para enfocar, unos dos tercios se produce en la superficie del ojo. Como éste tiene un índice de refracción casi igual al del agua, si está sumergido, no puede facilitar esa refracción y se muestra incapaz de enfocar los objetos cuya imagen aparece en la ventana. Pero es posible recuperar la capacidad de enfoque con una mascarilla de buceo que atrape aire delante de los ojos. ¿Se verá entonces la ventana? No, si el plano de la mascarilla es paralelo a la superficie del agua. Efectivamente, cuando los rayos pasan desde el agua al aire de la mascarilla, la refracción restituye sus direcciones de propagación originales. Así, desaparece el cono límite de los rayos y, por tanto, también la ventana. Sugiero al lector que estudie esta cuestión para otras orientaciones de la mascarilla.

Acabo de hacer una breve referencia a otro problema común de la pesca relacionado con la refracción. ¿Es posible ver un pez en su verdadera posición? La cuestión es decisiva para los aficionados a la pesca con arco y flecha. ¿Debe apuntarse la flecha directamente al pez, tal como se ve? La respuesta es negativa. A menos que la presa se encuentre exactamente debajo de la superficie, hay que apuntar más abajo dentro de nuestro campo visual. Ocurre que los rayos que nos llegan procedentes del pez se refractan según la ley de Snell, para acabar con unos ángulos respecto a la vertical superiores a los iniciales. Cuando el deportista recibe un rayo de esos, lo extrapola mentalmente hacia atrás para ubicar su origen, con lo que se engaña creyendo que el pez anda en esa dirección.

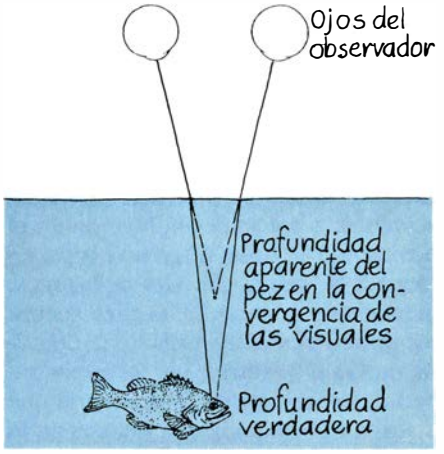
Lawrence E. Kinsler ha abordado problemas similares acerca de la refracción de los rayos procedentes de objetos sumergidos. Señala que la profundidad de un objeto se estima erróneamente, aun cuando dirijamos la vista directamente desde encima. Gran parte de esa estimación de la distancia hasta el objeto se basa en el ángulo que debe girar cada ojo para que las visuales de ambos converjan en el mismo. Ahora bien, como los rayos se refractan antes de llegar a los ojos, el punto de convergencia se encuentra por encima del objeto, creando la ilusión de que éste no yace tan profundo como lo está en realidad.

En las observaciones desde otros ángulos aparecen errores del mismo tipo en la asignación de profundidad. En la figura 9 se resumen las conclusiones (para un pez) de Kinsler. Se incluye un rayo que representa la luz que viaja del pez al observador. De hecho, cada ojo recibe un rayo en una dirección ligeramente distinta. Por ello, el observador piensa, por extrapolación, que el pez está más atrás. En la figura se ilustra esa extrapolación para el rayo tomado como representativo. La convergencia de las visuales determina en qué punto de la extrapolación aparenta estar el pez. Y el resultado es que éste parece hallarse más alto en la vertical de su posición verdadera.

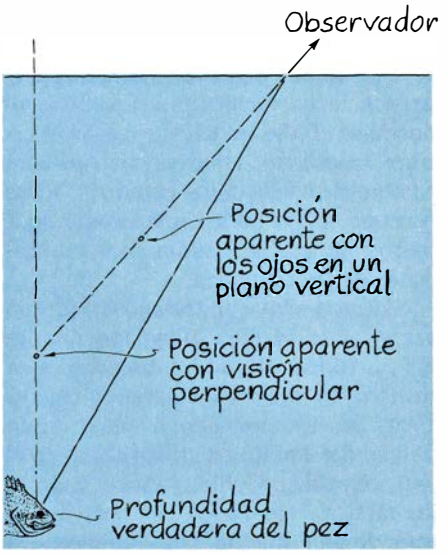
Esta es la ilusión óptica que se produce en la contemplación perpendicu-



7. Reflexiones en la cara inferior de la ventana



8. Ilusión de profundidad



9. Dónde está un pez y dónde aparenta estar

lar de un pez. Supongamos que el observador esté tumbado en un malecón con sus ojos fijos en un plano vertical. Como antes, el pez parecerá encontrarse, por extrapolación, más atrás en la vía de los rayos que llegan a los ojos. Esta vez aparentan proceder de un lugar situado más arriba y más cerca del observador.

Podemos descubrir esas ilusiones con un experimento sencillo. Llénese de agua una bañera. Contémplese una moneda depositada en el fondo. Cuando la visual esté muy separada de la vertical, la profundidad aparente de la moneda estará en evidente contradicción con la altura de la bañera. Al mover la cabeza para colocar los ojos en un plano vertical, la posición aparente de la moneda cambiará inmediatamente de modo que parezca estar más arriba y más cerca.

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

GENESIS DE LOS PULSARES

FRONTIERS OF ASTROPHYSICS. Dirigido por E. H. Avrett. Harvard University Press; 1976.

PULSARS. R. N. Manchester y J. H. Taylor. Freeman and Company; 1977.

STARS, THEIR BIRTH, LIFE AND DEATH. I. S. Shklovskii. Freeman and Company; 1978.

UN ABISMO DINAMICO

THE ATMOSPHERE AND THE OCEAN. R. W. Stewart en *Scientific American*, vol. 221, n.º 3, págs. 76-86; septiembre, 1969.

THE FACE OF THE DEEP. Bruce C. Heezen y Charles D. Hollister. Oxford University Press, 1971.

DEEP CIRCULATION OF THE WORLD OCEAN. Bruce A. Warren en *Evolution of Physical Oceanography: Scientific Surveys in Honor of Henry Stommel*, dirigido por Bruce A. Warren y Carl Wunsch. The MIT Press, 1981.

THE ENVIRONMENT OF THE DEEP SEA. Dirigido por W. G. Ernst y J. G. Morin. Prentice-Hall, Inc., 1982.

CONTROL GENETICO DE UN COMPORTAMIENTO INNATO

A FAMILY OF GENES THAT CODES FOR ELH, A NEUROPEPTIDE ELICITING A STEREOTYPED PATTERN OF BEHAVIOR IN APLYSIA. Richard H. Scheller, James F. Jackson, Linda Beth McAllister, James H. Schwartz, Eric R. Kandel y Richard Axel en *Cell*, vol. 28, n.º 4, págs. 707-719; abril, 1982.

A SINGLE GENE ENCODES MULTIPLE NEUROPEPTIDES MEDIATING A STEREOTYPED BEHAVIOR. Richard H. Scheller, James F. Jackson, Linda B. McAllister, Barry S. Rothman, Earl Mayeri y Richard Axel en *Cell*, vol. 32, n.º 1, págs. 7-22; enero, 1983.

IN SITU HYBRIDIZATION TO STUDY THE ORIGIN AND FATE OF IDENTIFIED NEURONS. Linda B. McAllister, Richard H. Scheller, Eric R. Kandel y Richard Axel en *Science*, vol. 222, n.º 4625, págs. 800-808; 18 de noviembre de 1983.

ORIGEN DE HOMINOIDEOS Y HOMINIDOS

CURRENT ARGUMENT ON EARLY MAN. Dirigido por L.-K. Konigsson. Pergamon Press, 1980.

NEW INTERPRETATION OF APE AND HUMAN ANCESTRY. Dirigido por R. L. Ciochon y R. S. Corruccini. Plenum Press, 1983.

MATERIA EXCITONICA

ELECTRON-HOLE CONDENSATION IN SEMICONDUCTORS. Carson D. Jeffries en *Science*, vol. 189, n.º 4207, págs. 955-964; 19 de septiembre de 1975.

THE ELECTRON-HOLE LIQUID IN SEMICONDUCTORS: EXPERIMENTAL ASPECTS. J. C. Hensel, T. G. Phillips y G. A. Thomas en *Solid State Physics*, vol. 32, págs. 88-314; 1977.

THE ELECTRON-HOLE LIQUID IN SEMICONDUCTORS: THEORETICAL ASPECTS. T. M. Rice en *Solid State Physics*, vol. 32, págs. 1-86; 1977.

THERMODYNAMICS OF EXCITONS. J. P. Wolfe en *Physics Today*, vol. 35, n.º 12, págs. 46-54; marzo, 1982.

SONIDOS MUSCULARES

A GUIDED TOUR OF THE FAST FOURIER TRANSFORM. G. D. Berglund en *IEEE Spectrum*, vol. 6, n.º 7, págs. 41-52; julio, 1969.

LOW FREQUENCY SOUNDS FROM SUSTAINED CONTRACTION OF HUMAN SKELETAL MUSCLE. Gerald Oster y Joshua S. Jaffe en *Biophysical Journal*, vol. 30, n.º 1, págs. 119-127; abril, 1980.

MUSCLES AND THEIR NEURAL CONTROL. Geoffrey Hoyle. John Wiley & Sons, Inc., 1983.

ADAPTABILIDAD DEL RATON DOMESTICO

ADAPTATION OF MICE TO COLD. S. A. Barnet en *Biological Reviews*, vol. 40, n.º 1, págs. 5-51; febrero, 1965.

SOCIAL RANK IN HOUSE MICE: DIFFERENTIATION BY ULTRAVIOLET VISUALIZATION OF URINARY MARKING PATTERNS. Claude Desjardins, J. A. Maruniak y F. H. Bronson en *Science*, vol. 182, n.º 4115, págs. 939-941; 30 de noviembre de 1973.

THE REPRODUCTIVE ECOLOGY OF THE HOUSE MOUSE. F. H. Bronson en *The Quarterly Review of Biology*, vol. 54, n.º 3, págs. 265-299; septiembre, 1979.

BIOLOGY OF THE HOUSE MOUSE: THE PROCEEDINGS OF A SYMPOSIUM HELD AT THE ZOOLOGICAL SOCIETY OF LONDON ON 22 AND 23 NOVEMBER 1979. Dirigido por R. J. Berry, Academic Press, 1981.

FLORENCE NIGHTINGALE

NOTES ON NURSING: WHAT IT IS, AND WHAT IT IS NOT. Florence Nightingale. Harrison & Sons, 1859.

THE LIFE OF FLORENCE NIGHTINGALE. Sir Edward Cook. Macmillan and Co., 1913.

STUDIES IN THE HISTORY OF STATISTICAL METHOD, WITH SPECIAL REFERENCE TO CERTAIN EDUCATIONAL PROBLEMS. Helen M. Walker. The Williams & Wilkins Company, 1929.

VICTORIAN SOCIAL MEDICINE: THE IDEAS AND METHODS OF WILLIAM FARR. John M. Eyler. The Johns Hopkins University Press, 1979.

JUEGOS DE ORDENADOR

PHYSICS AND COMPUTATION. Tommaso Toffoli in *International Journal of Theoretical Physics*, vol. 21, n.º 3/4, págs. 165-175; abril, 1982.

STATISTICAL MECHANICS OF CELLULAR AUTOMATA. Stephen Wolfram en *Reviews of Modern Physics*, vol. 55, n.º 3, págs. 601-644; julio, 1983.

CELLULAR AUTOMATA. Stephen Wolfram en *Los Alamos Science*, págs. 2-21; otoño, 1983.

DOING PHYSICS WITH MICROCOMPUTERS. Per Bak en *Physics Today*, vol. 36, n.º 12, págs. 25-28; diciembre, 1983.

WHEELS, LIFE, AND OTHER MATHEMATICAL AMUSEMENTS. Martin Gardner. W. H. Freeman and Company, 1984.

CELLULAR AUTOMATA: PROCEEDINGS OF AN INTERDISCIPLINARY WORKSHOP. Dirigido por Stephen Wolfram, J. Doyne Farmer y Tommaso Toffoli, en *Physica D*, vol. 10D, n.os 1 y 2; enero, 1984.

TALLER Y LABORATORIO

IMAGING OF UNDERWATER OBJECTS. Lawrence E. Kinsler en *American Journal of Physics*, vol. 13, n.º 4; págs. 255-257; agosto, 1945.

AT THE EDGE OF THE WINDOW. Robert Harmon y John Cline en *Road and Reel*, n.º 7, págs. 41-45; marzo/abril, 1980.

Taller y laboratorio

Física del inigualable helado casero que prepara la abuela

Jearl Walker

El helado que mi abuela elabora es el mejor del mundo. Para mí. Se sirve de un viejo cacharro en el que se baten, movidos por una manivela, los ingredientes. Durante y después del batido, la mezcla se enfría y endurece en un baño de hielo, agua y sal gema que rodea al recipiente. El resultado es un postre irresistible: un helado cremoso y fluido.

La heladera de mi abuela consta de tres componentes principales. Un recipiente metálico, donde se introducen los ingredientes, se ajusta dentro de un cubo de madera, mucho mayor. Penetra, en el recipiente, un agitador movido a mano a través de una manivela. El espacio entre el recipiente y el cubo se llena de sal gema y hielo picado, dispuestos en capas alternativas, de suerte que haya unas cuatro veces más hielo. Recubre el conjunto para protegerlo del calor ambiental. Agita entonces la mezcla durante unos 20 minutos hasta que se torna muy viscosa. Luego, repone el hielo y la sal, cubre el cacharro con una toalla gruesa y lo deja enfriar y endurecerse durante dos o tres horas. El helado queda así listo para la mesa.

A la hora de estudiar el proceso me he decidido por una de las recetas de mi abuela relativa a un helado de contenido medio en vainilla. En la figura 2 se reseñan los ingredientes para un litro y medio. Se calienta la nata, a la vez que se remueve y añade azúcar. Esta mezcla se sigue calentando y removiendo, sin permitir que hierva. Una vez caliente y con el azúcar totalmente disuelto, se deja enfriar hasta la temperatura ambiente y se añade entonces el extracto de vainilla. La mezcla se vierte seguidamente en el recipiente de la heladera y se mantiene en el frigorífico una hora al menos. A continuación, se instala el recipiente en el cubo y se introduce el agitador, se hace el relleno de hielo y sal en torno al recipiente y se le da a la manivela.

Durante muchos años me han tenido intrigado varios aspectos del procedimiento. Comprendo que, sin hielo, la mezcla no pueda convertirse en helado, pero, ¿es realmente necesaria la sal? ¿Por qué advierte mi abuela que no hay que añadir demasiada? ¿A qué viene triturar el hielo? Admito que el cubo sea de madera para reducir la absorción de calor del medio ambiente; pero, ¿tiene que ser metálico el recipiente? ¿Sirven los ingredientes para otra cosa que no sea hacer apetitoso el helado? Me he preguntado también (especialmente durante mis largos ratos de manivela) por qué hay que remover el helado. (Sin duda está perfectamente mezclado antes de verterlo en el recipiente.) ¿Por qué activar la agitación conforme aumenta la viscosidad? Por último, ¿por qué se estropea un helado si se deja derretir y se vuelve a enfriar?

La explicación de mi abuela acerca del objeto de la sal gema me desconcertó. Según ella, con la sal se rebaja la temperatura del hielo y el helado se congela antes. Acaso tenga razón, pero la idea parece contradecir otra aplicación muy corriente de la sal. Cuando hay que limpiar de nieve las aceras, éstas se rocían de sal, que no tarda en actuar. Entonces, si la sal se limita a disminuir la temperatura del hielo, ¿cómo puede usarse para fundir la nieve de las aceras? Y al revés, si en una heladera la sal simplemente funde el hielo, ¿cómo puede acelerar la congelación de la mezcla?

Para indagar alrededor de esta cuestión comenzaré ocupándome de la congelación del agua del grifo (dejando de lado la posibilidad de sobreenfriarla, es decir, de hacer que su temperatura descienda por debajo del punto de solidificación normal sin que se hiele). Emplearé un sencillo modelo de enfriamiento en el cual se elimina energía (calor) a expensas de la energía cinética de las moléculas del líquido. Al disminuir éstas de velocidad, baja la temperatura del agua. Cuando se llega al punto de solidificación (cero grados Celsius), se inicia en la superficie la formación de hielo. Al extraer más energía se hiela más agua, pero la temperatura no puede bajar hasta que no haya solidificado todo el agua.

Imaginemos un estado intermedio en el que el agua esté helada sólo en parte. Si aquí aislamos la mezcla para que no escape más energía, permanecerán constantes tanto la temperatura como la cantidad de hielo; pero las moléculas seguirán moviéndose, unas lentamente y, otras, rápidamente. En la frontera entre el líquido y el hielo, parte de las moléculas se hallará, además, cambiando de estado. Así, algunas moléculas de la fase líquida se moverán con lentitud suficiente para que, al chocar con el hielo, se queden en él, sumándose al mismo. A la vez, algunas moléculas de la fase sólida (el hielo) se soltarán y entrarán en el líquido. O sea, cuando el sistema esté aislado, se llegará a un estado de equilibrio tal que las velocidades de solidificación y de fusión se igualarán en la interfase.

En este modelo, un factor importante es la energía que se intercambia en la solidificación y en la fusión. Toda molécula de la fase líquida que se adhiera al hielo perderá energía; por dos razones. Primero, debe aminorar de velocidad, ya que de lo contrario su energía cinética la llevaría enseguida muy lejos del hielo. Segundo, cuando la captan las fuerzas eléctricas de las moléculas de hielo más próximas, pierde aún más energía. Cuando se hiela un gramo de agua, la cantidad de energía que pierden en conjunto las moléculas que pasan al hielo es de 80 calorías.

Cuando una molécula abandona la fase sólida, se cumple lo contrario. Así, deberá recibir energía suficiente para escapar a las fuerzas que ejercen sobre ella las moléculas vecinas y para adquirir una energía cinética adecuada a la fase líquida. Entonces, para fundir un gramc de agua, habrá que aportar 80 calorías si queremos liberar del hielo a las moléculas. Por ello, cuando en el agua de hielo se llega al equilibrio, la

cantidad de energía que ceden las moléculas que pasan al hielo iguala a la que absorben las moléculas que lo abandonan. En la interfase hielo-líquido no existe intercambio neto de energía.

Supongamos ahora que extraemos una pequeña cantidad de energía de un sistema que esté en equilibrio con la mitad del agua helada. Con ello decrecerá la velocidad media de las moléculas de la fase líquida y aumentará la rapidez de solidificación en cuanto las moléculas, ahora más lentas, comiencen a adherirse en el hielo. En este período, la rapidez de solidificación superará el ritmo de fusión y habrá una liberación de energía no nula.

Pero esa energía no desaparece, sino que se pone de manifiesto (mediante choques) en la energía cinética de las moléculas que siguen en la fase líquida. Estas no tardan en recibir energía suficiente para que sean menos las que pasan al hielo. Se habrán igualado las velocidades de solidificación y fusión y se restituirá el equilibrio.

Cada vez que se extrae una pequeña cantidad de energía del sistema, se perturba el equilibrio. Esa eliminación de energía decelera unas moléculas que pasan al hielo. Y, tras cada eliminación, se restablece el equilibrio del sistema. Finalmente, si se extrae energía suficiente, todas las moléculas estarán en la fase sólida. Pero, aún en tal estado, las moléculas se mueven, oscilando en torno a sus posiciones de equilibrio en la red cristalina del hielo. A partir de ahí, toda extracción de energía aminorará la oscilación y la temperatura comenzará de nuevo a bajar.

Volvamos al estado en que la mitad del agua era hielo. Agregando sal al líquido, el equilibrio se destruye momentáneamente. Aunque la molécula de agua sea eléctricamente neutra, posee un campo dipolar eléctrico intenso, por estar sus átomos dispuestos en *V*. En un modelo simple de esta molécula, el átomo de oxígeno, que ocupa el vértice de la *V*, atrae hacia él los electrones de los átomos de hidrógeno. Tal movimiento separa los centros de las cargas positivas y negativas de la molécula. De este modo, puede considerarse que el extremo del oxígeno es más negativo que los del hidrógeno.

Este campo eléctrico de las moléculas de agua disgrega los cristales de sal en iones sodio positivos e iones cloro negativos. Estos iones están rodeados todos de un racimo de moléculas de agua. En torno a un ion sodio hidratado (Na^+) las moléculas de agua tienen tendencia a presentar sus extremos oxigenados hacia el mismo. En torno a un ion cloro negativo (Cl^-) la mayoría de las moléculas de agua presentan hacia el mismo sus extremos de hidrógeno. Entre las moléculas de agua de estos racimos hay algunas tan firmemente sujetas que les es imposible helarse.

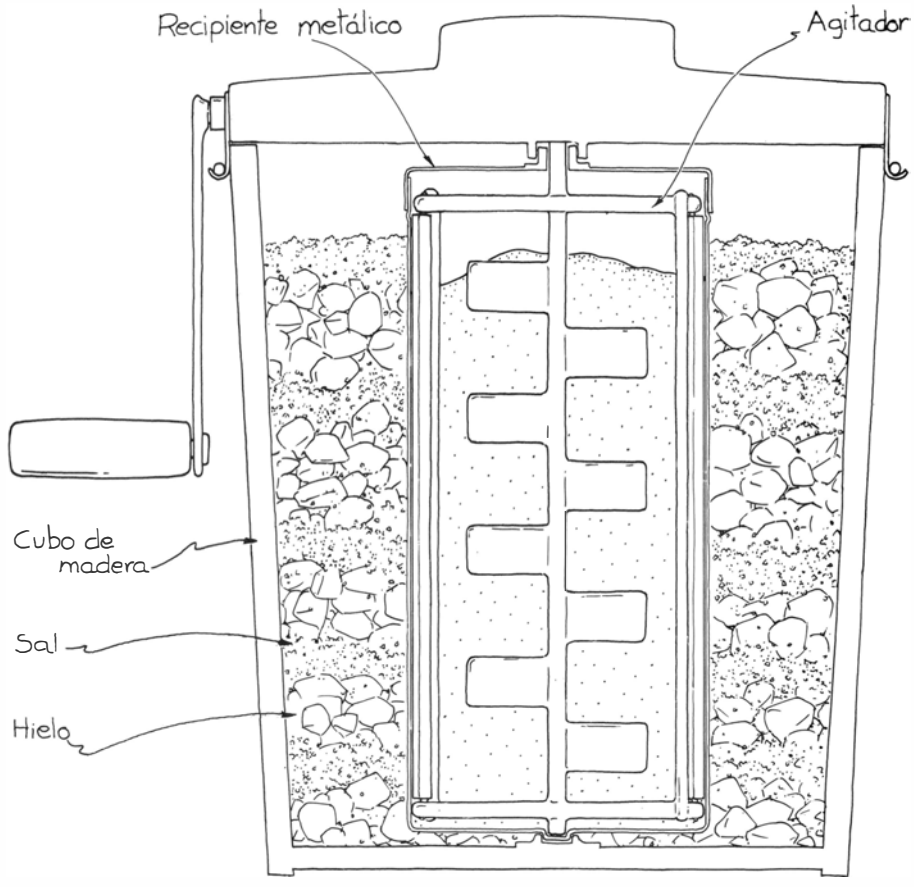
En este caso, en algunas de las colisiones de la interfase líquida intervienen esos racimos, los cuales no pueden quedarse en el hielo. Así es como la adición de sal destruye el equilibrio en la interfase, pues los racimos disminuyen la frecuencia a la que en la fase sólida penetran moléculas de agua. Mas la frecuencia a la cual la abandonan no se altera y, por ello, el hielo comienza a fundirse.

A la fusión la acompañan dos efectos; ambos incrementan la velocidad de solidificación, de modo que ésta vuelve a igualarse a la de fusión. El agua, al fundirse, diluye la solución salina, elevando la posibilidad de que en las colisiones en la interfase intervengan moléculas de agua y no iones hidratados. Además, la fusión rebaja la temperatura del sistema, ya que a toda molécula liberada del hielo deben cederle energía las moléculas del líquido. Este, al perder energía, se enfría.

Cuando en una acera se esparce sal sobre el hielo, el sistema de agua de hielo salina es diferente, pues no está aislado. Aquí acontece que, aunque el agua empiece enfriándose al ceder energía para la fusión, la acera y el aire circundante reponen enseguida la energía perdida. Y, así, la temperatura permanece constante mientras se funde el hielo.

A menudo, la finalidad de la sal se formula en función del punto de solidificación del agua de hielo. Cuando se agrega sal, el punto de solidificación del agua desciende por debajo de su valor normal de cero grados Celsius. Con ello, el proceso de congelación se extiende entre unos márgenes de temperaturas bastante amplios. En la figura 6 se representa gráficamente la temperatura del agua de hielo salina en función de la salinidad del líquido, medida ésta en partes por 1000, concretamente en gramos de sal por 1000 gramos de líquido. La curva representa los valores de equilibrio para los cuales se contrarrestan las velocidades de solidificación y licuación.

Para entender cómo se hiela el agua salina, lo mejor es comenzar con un líquido de salinidad baja. Cuando se extrae energía de esta mezcla, enfriándo-



1. Heladera manual

1 litro —— mitad y mitad o nata ligera

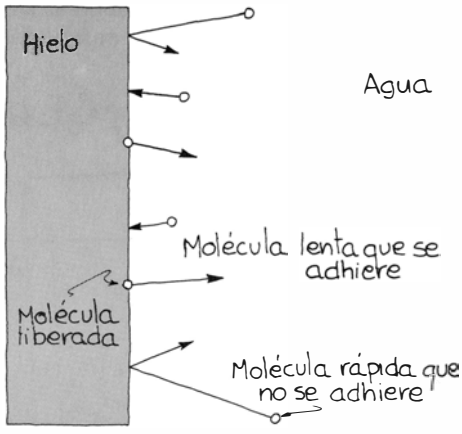
1 copa —— azúcar

2 cucharaditas —extracto de vainilla pura

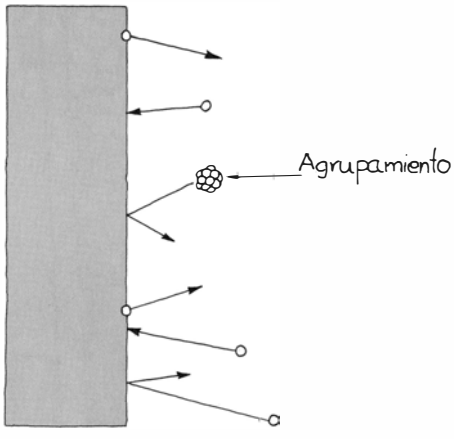
2. Ingredientes de un helado de vainilla

la, su temperatura acaba descendiendo por debajo de cero grados centígrados; pese a ello, no se hiela. El punto de solidificación de esta mezcla es inferior en varios grados al del agua dulce, y se dice que la adición de sal lo rebaja.

Cada vez que se extrae energía del sistema, la velocidad de congelación aumenta con respecto a la de fusión y parte del agua se hiela hasta que ambas velocidades se igualan. Entonces, por disminuir el volumen de agua líquida, aumenta la salinidad. Al seguir enfriando el sistema y perturbando su equilibrio, se restablece éste desplazándose curva abajo.



3. Equilibrio en el agua de hielo



4. Equilibrio en el agua de hielo salina

Al final, el sistema alcanza un estado, llamado punto eutéctico, en el que un enfriamiento adicional produce su solidificación en hielo y cloruro sódico hidratado. La temperatura del punto eutéctico depende del tipo de sal. Para el cloruro sódico es del orden de −21,1 grados Celsius, si la salinidad es de 233 partes por 1000. El punto eutéctico de una solución de cloruro cálcico es de −55 grados Celsius, por cuya razón el cloruro cálcico es mucho mejor que el sódico para deshacer el hielo de las aceras en tiempo frío. El cloruro cálcico rebaja el punto de congelación del agua más que el cloruro sódico.

El mismo tipo de gráfica sirve de pauta para añadir la sal al hielo de una heladera. Supongamos que se haya añadido una pequeña cantidad de sal, de modo que el agua de hielo salina se encuentre aproximadamente en equilibrio no muy por debajo de cero grados Celsius. En la figura 7 este punto se señala por la letra *A*. Aquí, como la temperatura no es muy baja, la mezcla de helado se hiela lentamente. Y, como accionar la manivela resulta pesado, decidimos añadir más sal al hielo.

La adición de sal destruye momentáneamente el equilibrio del sistema, pues el nuevo aporte de iones sodio y cloro reúnen en enjambres nuevas moléculas de agua. Habida cuenta de que la velocidad de solidificación decrece, parte del hielo se licúa a la par que el sistema tiende a recuperar el equilibrio. Y, puesto que el sistema está casi aislado, la energía necesaria para la fusión debe provenir de la energía cinética de las moléculas de agua. Estas aminoran de velocidad y, con ello, disminuye la temperatura.

Finalmente, se funde hielo suficiente para que vuelvan a igualarse las velocidades de solidificación y fusión. Así se restablece el equilibrio, pero en un punto más bajo de la curva. Pese a la fusión de parte del hielo, la salinidad es ahora mayor que al principio a causa de la sal añadida. Más importante es que la temperatura sea ahora menor merced a la eliminación de energía durante el proceso de fusión.

En la heladera, el agua de hielo salina no constituye un sistema aislado: hay una fuga de energía, a baja velocidad, a través de las paredes de madera. Pero de la mezcla que se pretende helar sale aún más energía. Así y todo, lo notable es que la adición de sal al hielo resta temperatura licuando parte del mismo. De este modo, el baño líquido frío podrá extraer energía del recipiente que encierra a los ingredientes. Ese agua de hielo salina permanecerá fría aunque la mezcla de helado prosiga cediéndole energía. Y el recipiente debe ser metálico para que la energía pueda transmitirse al baño, enfriando así la mezcla de helado, en un tiempo adecuado.

A fin de comprobar la capacidad de la sal para rebajar la temperatura del agua de hielo, me serví de un termo lleno de ésta a la que agregué la sal. Para registrar la temperatura utilicé un termopar no engastado de tipo *K*, conectado a un termómetro termoeléctrico. Conforme añadí más sal, el hielo se fundió y la temperatura cayó hasta −15 grados C, punto en el que se detuvo, presumiblemente porque se escapaba calor al termo.

¿Es adecuado el hielo común para congelar un helado? Sí, en la hipótesis de que la cantidad del mismo permita un buen acoplamiento con el recipiente. El hielo en cubitos no forma el relleno idóneo. El hielo picado se ajusta más, aunque no lo suficiente para que el tiempo de agitación sea aceptablemente corto. Lo cierto es que, en este caso, ese tiempo podría durar hasta que de la mezcla se separara la mantequilla y se malograra el helado. Con el recipiente rodeado de un baño de agua de hielo se consigue un contacto muchísimo mejor; pero, sin sal, el baño no puede estar a menos de cero grados Celsius.

Con sal en el baño, el recipiente estará rodeado de un líquido a una temperatura inferior a cero grados Celsius. Cuanto más echemos, menos temperatura. Pero mi abuela aconseja no añadir demasiada sal, para no estropear el helado. La relación entre sal y hielo debe ser del orden de 1:4. Mayor cantidad de sal crea una temperatura excesivamente baja en el baño de hielo y agua. Entonces, como la diferencia entre las temperaturas del agua de hielo y de la mezcla de helado será mayor, a través de la pared del recipiente se transmitirá calor a mayor velocidad. Dentro de la mezcla de helado el calor no se transmite, sin embargo, con la misma rapidez; la capa de la misma contigua a la pared se enfriará y helará enseguida, pero no así la masa de mezcla más alejada de la pared.

La agitación de la mezcla sirve para impedir que se hiele prematuramente la capa exterior. Aun así, si el baño de hielo y agua está lo bastante frío, puede que se inicie una congelación antes de tiempo. Entonces costará rotar el agitador, aunque el centro del helado no haya adquirido todavía la

viscosidad necesaria. Quien esté accionando la manivela, engañado por la resistencia de ésta a girar, creerá que la mezcla estará suficientemente batida y la dejará reposar un rato. En consecuencia, crecerán los cristales de hielo, dando al producto una textura granulosa y dura.

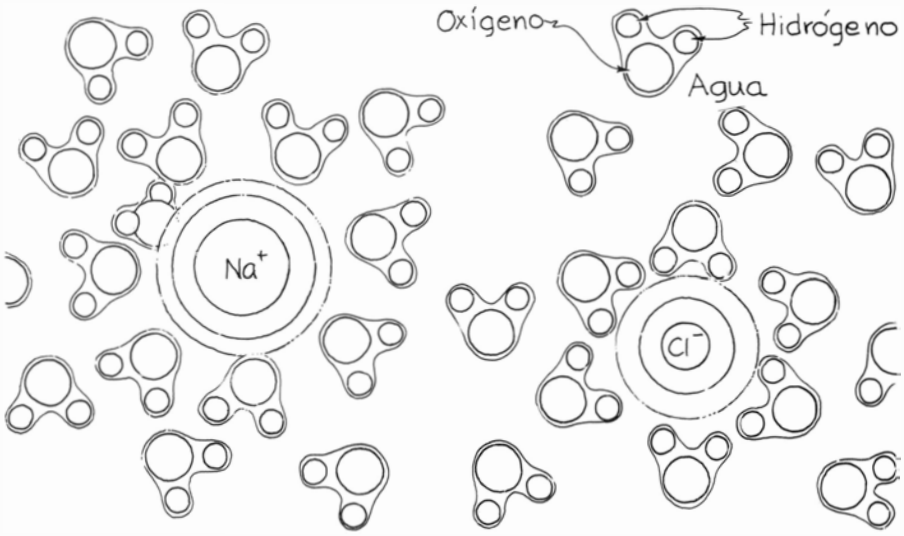
Al principio, los ingredientes ocupan aproximadamente el 70 por ciento del recipiente. Al agitar la mezcla, ésta se dilata hasta llenarlo, en parte porque el agua aumenta de volumen al solidificarse. Sin embargo, semejante dilatación se debe, en mucho mayor grado, al aire que el batido introduce en la propia mezcla.

Al comenzar a remover, acciono lentamente la manivela porque la viscosidad de la mezcla es demasiado baja para atrapar burbujas de aire y un accionamiento enérgico significaría un esfuerzo superfluo. Además, no es mi deseo separar la mantequilla de la nata. Cuando la solución se ha enfriado y espesado, hay que mover más rápido la manivela para introducir burbujas de aire en la mezcla. Estas quedan atrapadas por la viscosidad y la congelación; su efecto es aligerar el helado, pues de lo contrario nos saldría tan denso como el hielo.

La mezcla para el helado se prepara en caliente, al objeto de que el azúcar y los demás ingredientes se disuelvan y se mezclen a fondo. Evidentemente, si sigue caliente cuando se introduzca en la heladera, el baño de agua de hielo salina deberá eliminar una cantidad de calor mucho mayor. He aquí por qué hay que enfriar la mezcla, el agitador y el recipiente en la nevera durante una hora, o quizá más.

Cuando la mezcla se hiela sin remover, resulta granulosa. Esta diferencia en la textura final se debe al crecimiento de los cristales de hielo. Supongamos que la mezcla se enfríe y hiele lentamente en un congelador. Aparecerán cristales de hielo diminutos, que se desarrollarán a medida que de la mezcla se separe agua y cristalice en tales puntos. Cuando el helado se haya solidificado del todo, estará lleno de cristales de hielo de gran tamaño.

Cuando una mezcla de helado se revuelve a la vez que se congela, los cristales resultan mucho más pequeños. La remoción desorganiza el proceso de cristalización; ya no predominan los puntos de nucleación originales. Antes bien, habrá muchos más puntos con oportunidad de iniciar un cristal. La mezcla se solidificará en múltiples cristalitos, no en unos cuantos de gran tamaño. El resultado será un helado suave y fluido.

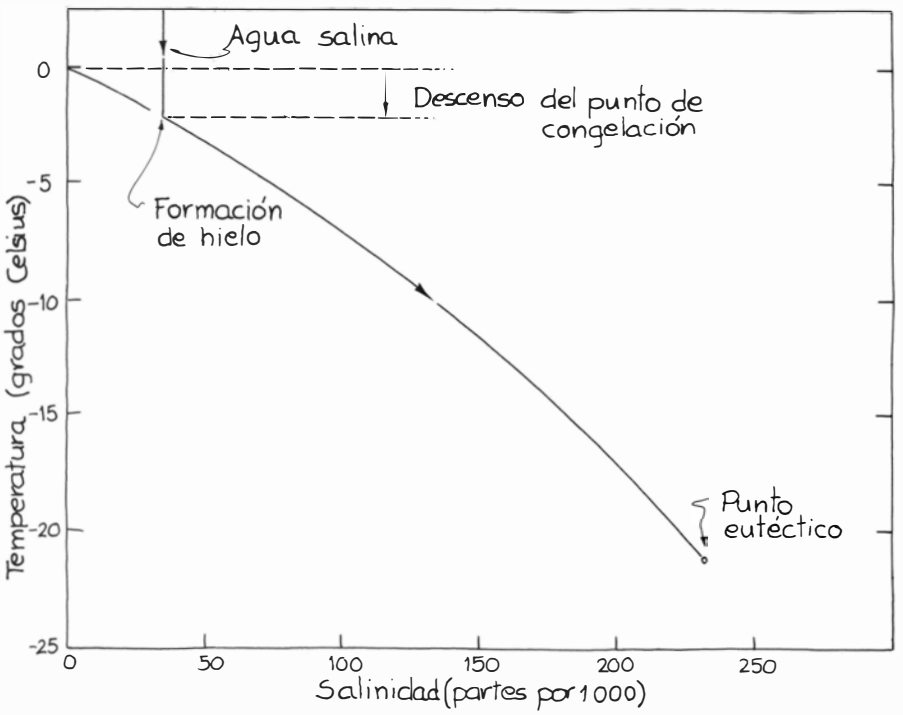


5. Iones sodio (Na^+) y cloro (Cl^-) hidratados

La remoción evita asimismo la formación de cristales de hielo grandes por otro mecanismo. El recubrimiento de los cristales recién formados de parte de la nata de la solución se opone a que llegue más agua a la superficie de los mismos. Así se retrasa el crecimiento cristalino y pueden aparecer cristales nuevos. La leche, los huevos, la miel y la gelatina coadyuvan también a retardar el crecimiento de los cristales.

Cuando se elabore un helado recurriendo al congelador de una nevera hay que revolver la mezcla de tanto en tanto con una batidora. Procedimiento que rompe los cristales y los cubre de nata y, adicionalmente, introduce burbujas de aire en la mezcla.

He llevado a cabo algunas experiencias sencillas en torno a los helados. Siguiendo la receta de mi abuela preparé una cantidad que repartí entre dos cuencos. Los cubrí con papel de aluminio y los guardé en el congelador, mantenido aproximadamente a −12 grados Celsius, frío suficiente para solidificar un helado. Cuando en las orillas de las mezclas comenzó a formarse hielo, reti-



6. Qué ocurre cuando se congela el agua de hielo salina

7. Intensificación del enfriamiento por adición de sal

ré una de ellas y la removí durante varios minutos con una batidora a baja velocidad. La retorné al congelador.

Horas después, ambas mezclas se encontraban completamente heladas. La que había sido batida tenía numerosas burbujas inmovilizadas por la congelación. Al sacar pequeñas muestras con una cuchara pude observar cristales de hielo de dos o tres milímetros de longitud, lo que bastó para que pudiera notarlos cuando me llevé el helado a la boca. Sentí y oí el crujido de los cristales entre mis dientes.

La mezcla no removida estaba endurecida por el hielo. Además, su gran densidad se debía a que carecía de burbujas de aire. Al abrirse camino en el hielo, la cuchara hacía ruido y, cuando me llevé una porción a la boca, algunos trozos de hielo resultaron demasiado grandes para mascarlos sin dificultad. Comer aquella materia fue como masticar cubitos de hielo. Cuando fundí un helado en buenas condiciones y volví a congelarlo, obtuve idéntico resultado.

Comparé ambas mezclas con otras que elaboré según la misma receta y que removí convenientemente. Batí una en un cacharro igual al de mi abuela, pero con accionamiento eléctrico. Preparé la otra en una heladera eléctrica que me prestó Peter Renz. Esta máquina cabe en el congelador de un frigorífico saliendo al exterior su cordón de alimentación para enchufarlo en una toma de pared. (La junta de goma de la puerta del congelador se ajusta perfectamente alrededor del cordón.) Para acelerar la congelación está equipada de un ventilador que lanza el aire por encima del helado.

Mientras que mi máquina de hielo salino necesita unos 20 minutos de batido para hacer un helado, la de ventilador necesita más de una hora. Ambas confeccionan un helado fluido y ligero, en el que pueden verse cristales de hielo y burbujas de aire cuando se examina con una lupa.

Es posible estudiar otros postres parecidos al helado. Los sorbetes, que acostumbran a componerse de un zumo de fruta y diminutos trozos de cáscara de frutas, carecen de la nata que llevan los helados. Es necesario batirlos o agitarlos, pues el crecimiento de los cristales de hielo puede hacerlos granulosos y duros. Aquí la dificultad puede ser mayor, ya que muchos sorbetes carecen de un ingrediente que cubra los cristales y retrase su crecimiento.

Otros sorbetes se preparan de modo parecido, pero reduciendo una fruta a papilla y combinándola con jarabe de azúcar. Los granizados son casi iguales, pero no se baten ni agitan para que, adrede, posean unos cristales de hielo grandes. Cuando la mezcla se encuentre en proceso de congelación hay que removerla periódicamente con un tenedor a fin de que resulte áspera por los cristales, pero no aterronada por cubos de hielo.

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

LACTANCIA MATERNA

INTERNATIONAL CODE OF MARKETING AND BREAST-MILK SUBSTITUTES. World Health Organization; 1981.

BREAST-MILK PRODUCTION IN AUSTRALIAN WOMEN. S. Rattigan, Ann V. Ghisalberti y P. E. Hartmann en *The British Journal of Nutrition*, volumen 45, número 2, págs. 243-249; marzo, 1981.

BREAST-FEEDING, FERTILITY, AND FAMILY PLANNING. *Population Reports, Series J*, vol. 9, n.º 24, págs. J525-J575; noviembre-diciembre, 1981.

NUBES MOLECULARES, FORMACION DE ESTRELLAS Y ESTRUCTURA GALACTICA

MOLECULAR CLOUDS IN GALAXIES. Mark Morris y L. J. Rickard en *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, vol. 20, págs. 517-545; 1982.

THE SEARCH FOR INFRARED PROTOSTARS. C. G. Wynn-Williams en *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, vol. 20, págs. 587-618; 1982.

COMPLEJOS GIGANTES DE NUBES MOLECULARES EN LA GALAXIA. Leo Blitz en *Investigación y Ciencia*, n.º 69, págs. 48-58; junio, 1982.

THE MOLECULAR GAS DISTRIBUTION IN M51. Nick Scoville y Judith S. Young en *The Astrophysical Journal*, vol. 265, n.º 1, 1.ª parte, págs. 148-165; 1 de febrero de 1983.

CELDILLA DE YUNQUES DE DIAMANTE PARA PRODUCIR ALTAS PRESIONES

THE DIAMOND CELL AND THE NATURE OF THE EARTH'S MANTLE. William A. Basset in *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, vol. 7, páginas 357-384; 1979.

INTERIORS OF THE GIANT PLANETS. D. J. Stevenson en *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, vol. 10, págs. 257-295; 1982.

DIAMOND ANVIL CELL AND HIGH-PRESSURE PHYSICAL INVESTIGATIONS. A. Jayaraman en *Reviews of Modern Physics*, vol. 55, n.º 1, págs. 65-108; enero, 1983.

EL TORNADO

TORNADO DYNAMICS. R. P. Davies-Jones en *Thunderstorms: A Social, Scientific, and Technical Documentary; Vol. 2. Thunderstorm Morphology and Dynamics*, dirigido por E. Kessler. U.S. Government Printing Office, 1982.

A REVIEW OF RECENT ADVANCES IN TORNADO VORTEX DYNAMICS. John T. Snow en *Reviews of Geophysics and Space Physics*, vol. 20, n.º 4, páginas 953-964; noviembre, 1982.

LA VISION POR HUMANOS Y MAQUINAS

FROM IMAGES TO SURFACES: A COMPUTATIONAL STUDY OF THE HUMAN EARLY VISUAL SYSTEM. William Eric Leifur Grimson. The MIT Press, 1981.

THEORETICAL APPROACHES IN NEUROBIOLOGY. Dirigido por Werner E. Reichardt y Tomaso Poggio. The MIT Press, 1981.

INTENSITY, VISIBLE-SURFACE, AND VOLUMETRIC REPRESENTATIONS. H. K. Nishihara en *Artificial Intelligence*, vol. 17, n.os 1-3, págs. 265-284; agosto, 1981.

VISION. David Marr. W. H. Freeman and Company, 1982.

BASE MOLECULAR DE LA FORMA ANIMAL

CELL ADHESION MOLECULES. Gerald M. Edelman en *Science*, vol. 219, n.º 4584, págs. 450-457; 4 de febrero de 1983.

EARLY EPOCHAL MAPS OF TWO DIFFERENT CELL ADHESION MOLECULES. G. M. Edelman, W. J. Gallin, A. Delouvée, B. A. Cunningham y J.-P. Thiery en *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, vol. 80, n.º 14, págs. 4384-4388; julio, 1983.

KINETICS OF HOMOPHILIC BINDING BY EMBRYONIC AND ADULT FORMS OF THE NEURAL CELL ADHESION MOLECULE. Stanley Hoffman y Gerald M. Edelman en *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, vol. 80, n.º 18, págs. 5762-5766; septiembre, 1983.

EL COMPORTAMIENTO DE NIDIFICACION DE LOS DINOSAURIOS

NEST OF JUVENILES PROVIDES EVIDENCE OF FAMILY STRUCTURE AMONG DINOSAURS. John R. Horner y Robert Makela en *Nature*, vol. 282, n.º 5736, págs. 296-298; 15 de noviembre de 1979.

COMING HOME TO ROOST. John R. Horner en *Montana Outdoors*, vol. 13, n.º 4, págs. 2-5; 1982.

EVIDENCE OF COLONIAL NESTING AND "SITE FIDELITY" AMONG ORNITHISCHIAN DINOSAURS. John R. Horner en *Nature*, vol. 297, n.º 5868, páginas 675-676; 24 de junio de 1982.

MODELOS MATEMATICOS EN BIOLOGIA

MATHEMATICAL MODEL OF DENDRITIC SPINE DISTRIBUTION IN THE CEREBRAL CORTEX. A. Ruiz Marcos y F. Valverde en *Macromolecules. Biosynthesis and Function* (dirigido por S. Ochoa, C. Asensio, C. F. Heredia y D. Nachmansohn), vol. 21, págs. 269-273. Academic Press; New York, 1970.

DYNAMIC ARCHITECTURE OF THE VISUAL CORTEX. A. Ruiz Marcos y F. Valverde en *Brain Research*, vol. 19, págs. 25-39. Elsevier-North Holland, 1970.

FOUNDATION OF MATHEMATICAL BIOLOGY (vol. I, II y III). Dirigido por R. Rosen. Academic Press; 1973.

THE ORGANIZATION OF THE CEREBRAL CORTEX. Dirigido por F. O. Schmitt, F. G. Worden, G. Adelman y S. G. Dennis. The MIT Press; Cambridge, Mass., 1981.

MATURATION OF PYRAMIDAL CELLS OF THE CEREBRAL CORTEX IN HYPOTHYROIDISM. A. Ruiz Marcos, F. Sánchez-Toscano, F. Escobar del Rey y G. Morreale de Escobar en *Fetal Brain Disorders* (dirigido por B. S. Hetzel y R. M. Smith). Elsevier North-Holland, 1981.

WHAT IS BIOPHYSICS? A. Ruiz Marcos en *Proc. II Symposium de Ingeniería Biomédica* (dirigido por F. del Pozo, C. Hernández y G. Fernández), págs. 627-630. Publicaciones de la E.T.S.I. de Telecomunicaciones; 1983.

TALLER Y LABORATORIO

CHEMICAL THERMODYNAMICS. Frederick D. Rossini. John Wiley & Sons, Inc., 1950.

THE COMPLETE DAIRY FOODS COOKBOOK. E. Annie Proulx y Lew Nichols. Rodale Press, 1982.

Taller y laboratorio

Al calentar un alambre se revelan los cambios que atraviesa la estructura cristalina del acero

Jearl Walker

Son numerosas las propiedades aprovechables del hierro y del acero que dependen de la estructura cristalina del metal. Sutiles variaciones de ésta pueden ser causa de alteraciones radicales en sus propiedades como consecuencia de un calentamiento o de un enfriamiento. Charles F. Walton, metalúrgico e ingeniero mecánico de Cleveland, ha ideado un ensayo para evidenciar cuán profundamente cambia con el calor un acero ordinario, que es una aleación binaria, o sea, formada por dos componentes. Aunque este experimento es de realización muy sencilla, presenta varios motivos de asombro, de los cuales no todos están suficientemente explicados.

Walton calienta y enfría un trozo de 150 centímetros de cuerda de piano (alambre de acero del n.º 29). La experiencia la lleva a cabo sujetando horizontalmente el alambre entre dos bornes montados en sendos bloques de madera y conectándolo a un variac; éste le permite someter al alambre a corrientes eléctricas de intensidad controlada. Rápidamente sube el variac hasta unos 55 volt, con lo que alimenta el alambre con unos 14 ampère. (Esta corriente excede con mucho el límite del variac, pero se mantiene durante un tiempo demasiado corto para que perjudique al aparato.)

La corriente eléctrica calienta el alambre hasta el punto de que éste se dilata, se afloja y no tarda en ponerse al rojo. Cuando corta la corriente, el color rojo palidece y el alambre se contrae. Y aquí se plantea el primer enigma: durante un instante el alambre enrojece de nuevo y torna a relajarse. Luego, prosigue enfriándose. Por alguna causa, el alambre, durante su enfriamiento, libera energía en un brusco centelleo rojo. ¿De dónde procede tal energía? ¿Por qué no se libera continuamente a lo largo del enfriamiento?

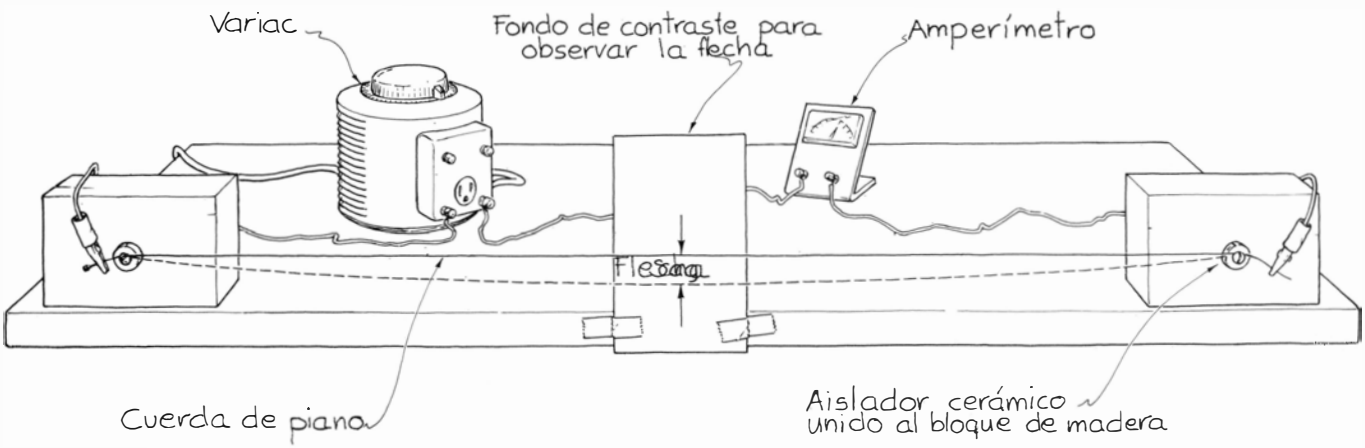
El segundo enigma está relacionado con la velocidad de enfriamiento del alambre. En el curso de sus experiencias, Walton recalentó el alambre, interrumpió la corriente y envolvió, durante unos segundos, una porción del alambre al rojo vivo con una esponja húmeda. El agua enfrió enseguida esa porción, pero el resto del alambre tardó un rato más en enfriarse. La parte rápidamente enfriada resultó tan frágil que se quebró sin resistencia entre sus dedos. Además, la punta del trozo roto tenía una dureza suficiente para arañar el vidrio. La parte lentamente enfriada no se quebraba con facilidad, ni la punta de un trozo separado de la misma arañaba el vidrio. ¿Qué le pasa a la porción prestamente enfriada para que se alteren su ductilidad y dureza?

El tercero de los enigmas se le presentó a Walton respecto a las propiedades magnéticas del alambre. A la temperatura ambiente, un pequeño imán que se sitúe próximo a él lo atraerá. Pero, cuando está al rojo, no se observa en el alambre reacción apreciable a la presencia del imán. ¿Por qué puede depender de la temperatura el magnetismo de un material? De hecho, ¿qué hay en el alambre frío que responda de la atracción magnética?

A quien se proponga repetir sus experimentos Walton sugiere que se haga con alambre de la misma medida (unos 2 milímetros de diámetro). Si el alambre es más delgado, al calentarse se oxidará tanto que servirá sólo para dos o tres ensayos. Si es más grueso necesitará una corriente demasiado intensa para calentarse. Hay que extremar el cuidado para no tocar el alambre mientras lo atraviese la corriente. ¡*Peligro de muerte*! Antes de aplicar el imán o la esponja húmeda se desconectará o desenchufará el variac.

Estos enigmas de Walton podemos desvelarlos ocupándonos primero del hierro, constituyente principal del acero. El hierro es alotrópico, lo que significa que puede presentar diferentes formas cristalinas en estado sólido. Un cristal suele describirse en función de la ordenación de la mínima unidad posible de sus átomos. El resto del cristal no es sino una repetición de esta celda unidad. A la temperatura ambiente, la celda unidad del hierro consta de un átomo ubicado en el centro de un cubo formado por otros ocho átomos en cada vértice. Esta configuración recibe el nombre de estructura cúbica centrada en el cuerpo. Y el hierro con los átomos así dispuestos se conoce como hierro alfa o ferrita.

Habitualmente, el hierro se compone



1. Montaje de Charles F. Walton para calentar cuerdas de piano

de un gran número de regiones cristalinas independientes llamadas granos. Dentro de éstos, las celdas unidad están orientadas uniformemente, pero los granos están orientados al azar. Los granos se forman al enfriarse el hierro caliente, y los cristales comienzan a formarse en los puntos de nucleación, o de germinación, continuando su crecimiento hasta que acaban poniéndose en contacto entre ellos, para formar una matriz de granos.

Cuando el hierro se calienta hasta los 910 grados Celsius, la estructura de sus cristales cambia de la cúbica centrada en el cuerpo a la cúbica centrada en las caras, característica del hierro gamma, o austenita. Esta celda cúbica posee átomos en los vértices y en los centros de las caras. Tenemos asimismo granos, compuestos cada uno por un cristal bajo una orientación dada.

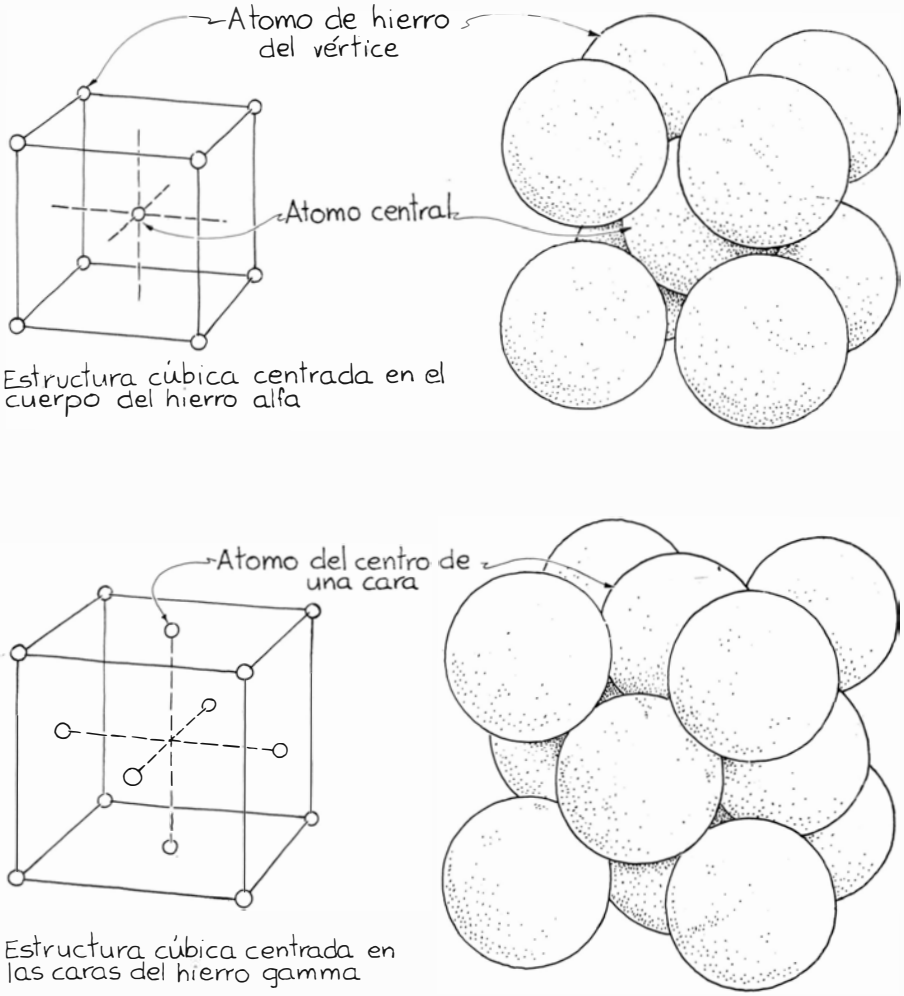
El paso de hierro alfa a hierro gamma requiere energía para reordenar los átomos en la nueva estructura. Otra forma, llamada hierro delta, aparece a una temperatura mucho más alta que las de las experiencias de Walton. Si el hierro se calienta todavía más, se funde.

Cuando se calienta el hierro alfa, toda aportación de energía se invierte al principio en elevar la temperatura. Pero, alcanzado el punto de transición, la temperatura debe permanecer constante hasta que se haya aportado energía suficiente para que todos los cristales hayan pasado a hierro gamma. Mientras tanto, el calentamiento no producirá aumento de la temperatura.

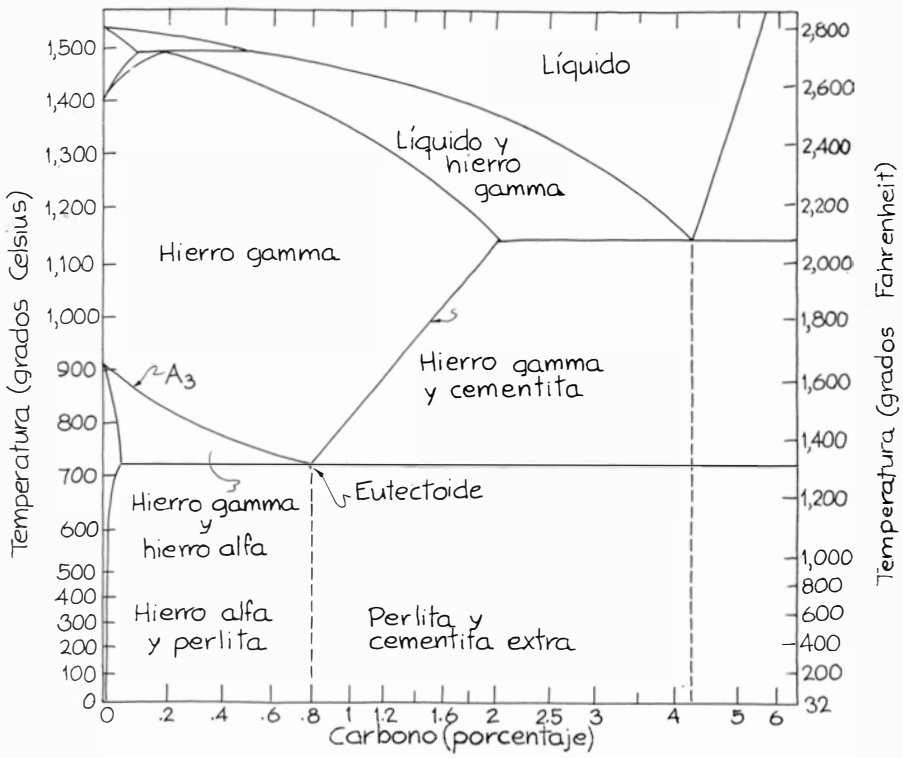
Ocurre también lo contrario. Cuando se enfría el hierro gamma, su temperatura desciende hasta el punto de transición. Entonces habrá que eliminar calor hasta que los cristales hayan regresado al estado alfa. Mientras tanto, la temperatura no podrá comenzar a bajar de nuevo.

El punto de transición entre el hierro alfa y el gamma es similar al punto de solidificación y de fusión del agua. Así, cuando se calienta hielo, su temperatura aumenta hasta llegar al punto de fusión y no puede aumentar más hasta que se haya derretido todo. Cuando se enfría el agua, ésta debe permanecer en el punto de solidificación hasta que haya congelado toda. Mientras tanto, su temperatura no podrá bajar.

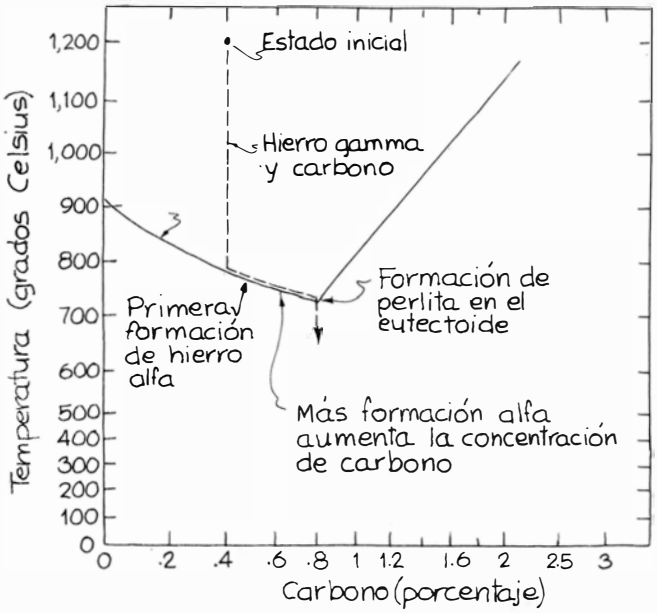
La cuerda de piano de que se vale Walton se compone esencialmente de hierro alfa. Cuando la corriente la atraviesa, los choques de los electrones que la integran con la estructura cristalina generan calor. Por ello, el alambre acaba convirtiéndose en hierro gamma.



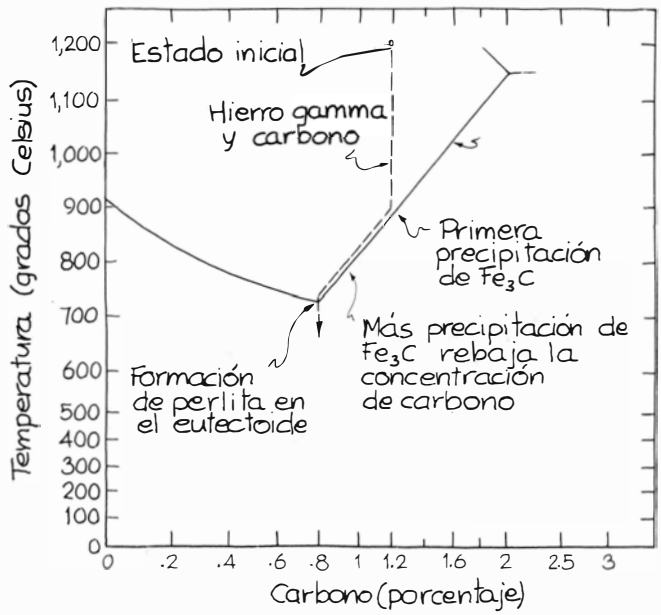
2. Estructura de la celda unidad en dos tipos de cristal de hierro



3. Diagrama de fases de una aleación de hierro y carbono



4. Enfriamiento de un acero hipoeutectoide



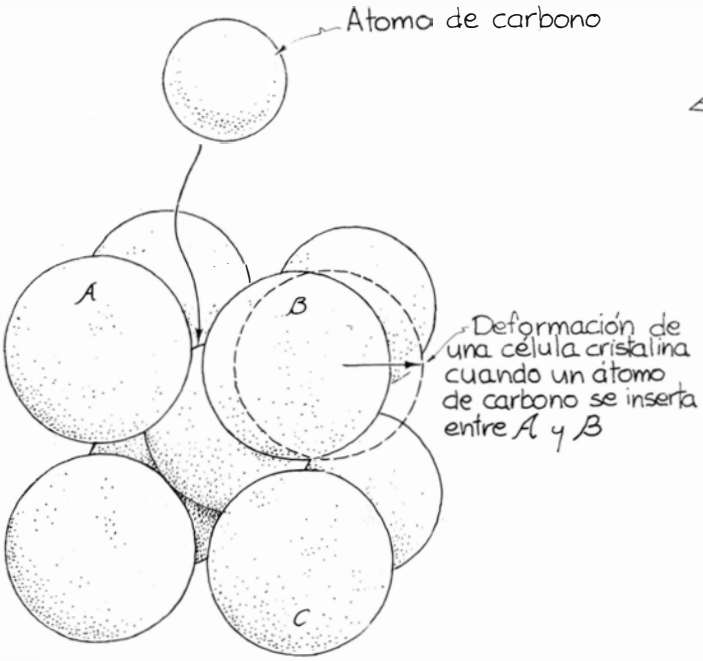
5. Enfriamiento de un acero hipereutectoide

Y el calor adicional lo calienta tanto que no tarda en emitir en la zona roja del espectro visible.

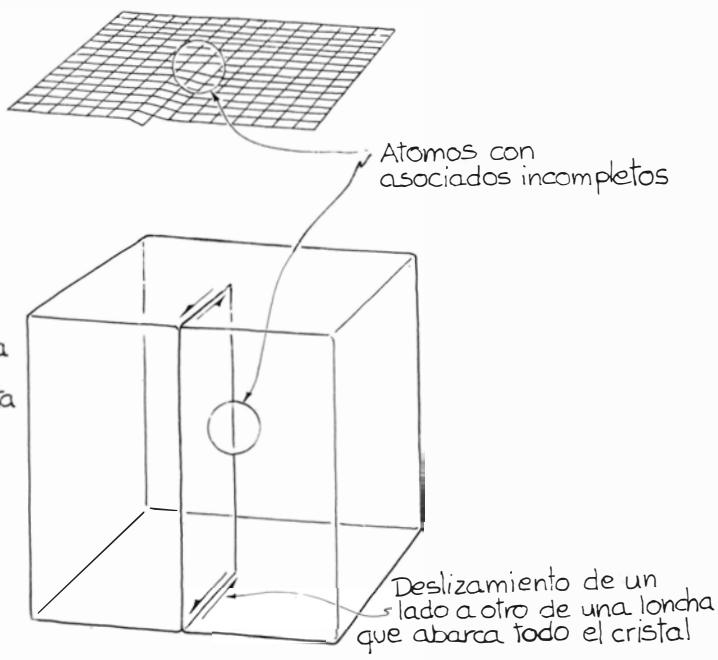
Cuando se corta la corriente, el alambre se enfría y se atenúa la emisión visible. A la temperatura de transición, el reordenamiento de los cristales cúbicos centrados en las caras al pasar a centrados en el cuerpo libera energía, la cual recalienta momentáneamente el alambre hasta el punto de que éste enrojece y se afloja otra vez. Este fulgor es breve, pues esa energía se pierde rápidamente por radiación y convección en el aire. O sea, el corto centelleo rojo observado en el experimento de Walton corresponde a la energía que se libera en la transición de hierro gamma a hierro alfa. Constituye, además, la prueba de que la ordenación de los átomos de una de las formas cristalinas requiere más energía que la ordenación de los átomos de la otra.

Para correr el velo de otro de los misterios de los ensayos de Walton debemos tener en cuenta que el acero contiene carbono. Por supuesto, existen numerosas aleaciones de acero, pero aquí me refiero únicamente a la binaria de hierro y carbono. El análisis nos lo facilitará un diagrama de fases del tipo que se ilustra en la figura 3. En éste, las ordenadas representan las temperaturas de la aleación y, las abscisas, el porcentaje de carbono en el hierro.

Con el acero en estado líquido, el carbono se disuelve sin dificultad en el hierro. Pero incluso con el metal en estado sólido el carbono puede entremezclarse con los cristales de hierro para formar lo que se llama una solución sólida. La solubilidad del carbono en



6. Un átomo de carbono deforma la celda unidad



7. Dislocación en borde de un cristal

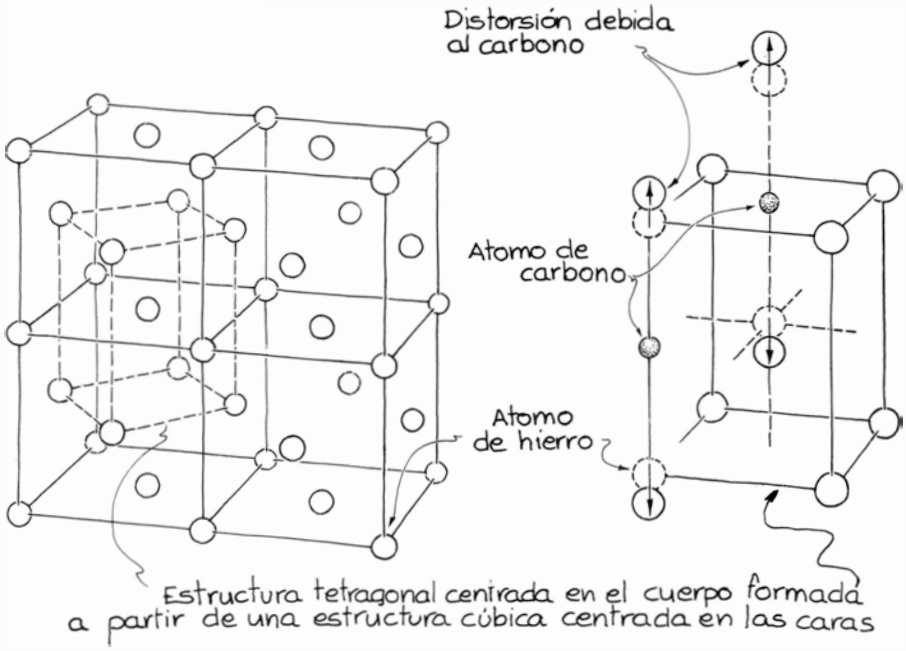
dicha solución desempeña un papel muy importante en el experimento de Walton.

En el segundo diagrama de fases [*véase la figura 4*] se señala un punto en el que el alambre se halla en estado gamma a una temperatura de 1200 grados Celsius para un contenido de carbono de 0,4 por ciento, o sea, con cuatro partes de carbono por cada 1000 partes de solución sólida. Este carbono está disuelto en el hierro gamma en el sentido de hallarse disperso por toda la estructura cristalina, de tal modo que sus átomos se han encajado forzadamente en las aristas de las celdas unidad. Pero sólo unas pocas de las aristas alojan carbono, ya que el contenido de éste es reducido.

En el diagrama, el enfriamiento de este acero se representa mediante una recta vertical que se extiende desde el punto inicial hasta una línea rotulada A_3. Esta jalona la transición de hierro gamma a hierro alfa. Hasta que se alcanza este punto de transición, toda extracción de energía del hierro reducirá la temperatura, pero no variará ni la estructura cristalina ni la solubilidad del carbono en tal estructura. Una vez en A_3 la eliminación de energía siguiente obligará a que una parte del hierro gamma (principalmente el de los límites de grano) pase a hierro alfa.

El carbono es casi insoluble en el hierro alfa (el límite de solubilidad es sólo del 0,025 por ciento), por lo que la solución de hierro gamma y carbono se hará más concentrada. En el diagrama de fases ello se traducirá en que el trayecto de enfriamiento a partir de A_3 sigue hacia abajo y hacia la derecha, pues a más formación de hierro alfa corresponde mayor concentración de carbono en el hierro gamma restante. Mientras que en el hierro puro la transición entre hierro gamma y hierro alfa tiene lugar a una única temperatura, la presencia del carbono despliega el proceso en una gama de temperaturas.

Finalmente, a la temperatura de 723 grados Celsius, se llega al extremo de A_3. Este estado, llamado eutectoide, marca la máxima concentración posible (0,8 por ciento) de carbono en hierro gamma. Toda eliminación ulterior de energía obliga a la solución que queda a precipitarse en capas alternas de hierro alfa y conglomerados de carburo de hierro (Fe_3C), comúnmente llamado cementita. Esta combinación de hierro alfa y cementita se llama perlita. Dado que un mayor enfriamiento no altera la mezcla, el acero es perlítico a la temperatura ambiente.



8. Estructura cristalina de la martensita

Al calentar el acero ese proceso se invierte. El metal será perlítico hasta llegar al eutectoide. Con más calor, la cementita comenzará a transformarse en una solución sólida de hierro gamma y carbono. Con más calor aún, los restos de hierro alfa comenzarán a transformarse en hierro gamma y disminuirá la concentración de carbono en éste. En el diagrama de fases el trayecto será ascendente y hacia la izquierda, a lo largo de A_3. Cuando ya no quede hierro alfa, el trayecto abandonará la línea A_3 y se dirigirá hacia arriba, paralelamente al eje de temperaturas. En este período del calentamiento, permanecerán constantes la estructura cristalina y la concentración de carbono.

Cuando un acero en estado gamma tiene una concentración de carbono inferior al 0,8 por ciento, propia del eutectoide, del mismo se dice que es hipoeutectoide. Los aceros hipereutectoides, cuya concentración de carbono es superior al 0,8 por ciento, se enfrían casi del mismo modo que les he descrito, salvo que inicialmente precipitan carburo de hierro y no hierro alfa.

Tomemos un acero en estado gamma con una concentración de carbono del 1,2 por ciento. Cuando se enfríe el metal, dicha concentración permanecerá constante hasta llegar a un punto de transición. En nuestro tercer diagrama de fases [*véase figura 5*] la línea que nos importa ahora está rotulada A_{cm}.

Si la muestra se enfría más, no todo el carbono podrá permanecer en solución en el hierro gamma. El enfriamiento obligará a que parte del carbono (principalmente en los límites de grano del hierro gamma) precipite en carburo de hierro. Así disminuirá la concentración de carbono. En el diagrama de fases el trayecto de enfriamiento sigue por A_{cm} hacia el eutectoide, donde más enfriamiento dará como resultado la formación de perlita. Cuando este acero llegue a la temperatura ambiente, tendrá mucho carburo de hierro mezclado con la perlita.

En estado gamma, el acero de cuerda de piano contiene alrededor del 0,8 por ciento de carbono. Este alambre, tras haber sido calentado a la temperatura del rojo, se enfría con suficiente rapidez para subenfriar la temperatura del eutectoide hasta los 550 o 600 grados Celsius. Entonces, se transforma bruscamente de carbono y hierro gamma en perlita, liberando energía. Por eso despide un destello rojo y se relaja momentáneamente. Parte de esa relajación resulta de la dilatación térmica cuando el alambre vuelve a calentarse a causa de la transformación de los cristales. El resto de la relajación débese a la dilatación inherente al reordenamiento de los átomos al formar perlita.

La solubilidad del carbono en el hierro depende primordialmente del espacio disponible en las celdas unidad. En la estructuración cúbica centrada en el cuerpo, propia del hierro alfa, un átomo de carbono puede colocarse en una arista del cubo o en el centro de una cara. Como el espacio disponible en ambas posiciones es inferior al tamaño del átomo de carbono, este debe desplazar de su posición correcta a un

átomo de hierro situado en un vértice. En la figura 6 se muestran dos posiciones posibles para un átomo de carbono intercalado en una arista. Si éste se abre paso entre los átomos de hierro *A* y *B* moviendo a *B*, *B* se desplazará de su posición hacia la derecha. Si, en otro caso, el átomo de carbono se abre paso entre *B* y *C*, *B* puede verse forzado hacia arriba. Cualquiera que sea el caso, el desplazamiento de *B* deformará notablemente la estructura cristalina. El carbono es esencialmente insoluble en hierro alfa porque dispone de poco espacio y su presencia deforma los cristales.

En el hierro gamma, el carbono está constreñido a las aristas de la celda cristalina. Aunque aquí los espacios para que anide el carbono son menos que en el hierro alfa, los existentes en las aristas son levemente mayores. La presencia del carbono crea, por tanto, menos distorsión que en el hierro alfa, lo que permite que se disuelva más.

El objeto fundamental del carbono en el acero es reforzar las propiedades mecánicas del metal. Los granos de hierro contienen casi siempre dislocaciones que interrumpen la ordenación regular de los cristales ideales y, por ello, debilitan los granos. El carbono consolida los granos anclando en su sitio a las dislocaciones.

Un tipo de irregularidad muy corriente es la dislocación en borde. Consideremos un cubo uniforme de hierro alfa con cada una de sus celdas interiores enlazada a celdas contiguas. Practiquemos una cisión imaginaria hasta la mitad del bloque y forcemos ambos labios de la cisión en sentidos contrarios una distancia igual al ancho de una celda. El cubo contendrá así una fila de átomos desalineados respecto a las celdas circundantes.

Estas dislocaciones en borde debilitan el grano. Efectivamente, si en estas condiciones se aplica una tensión cortante de tal modo que haga deslizar aún más los bloques cristalinos, la línea de dislocación vertical se abrirá paso fácilmente a través del cristal. Normalmente el enlace entre los átomos de una celda es fuerte. Los átomos descolocados, empero, están sujetos débilmente y pueden moverse incluso con esfuerzos cortantes muy reducidos.

Cuando al hierro caliente se le agrega carbono, que luego precipita como cementita al enfriarse el metal, tiende a situarse en los espacios que proporcionan las dislocaciones en borde. Así inmoviliza éstas, disminuyendo la posibilidad de que un esfuerzo exterior pueda propagarlas a través de los cristales y provocar la rotura de los granos. Cuando Walton calienta su cuerda de piano y la deja enfriar por radiación y convección en el aire, los átomos de carbono disponen de tiempo para difundirse en el hierro y formar cementita en las dislocaciones. Con ello el alambre adquiere ductilidad suficiente para doblarse sin romperse.

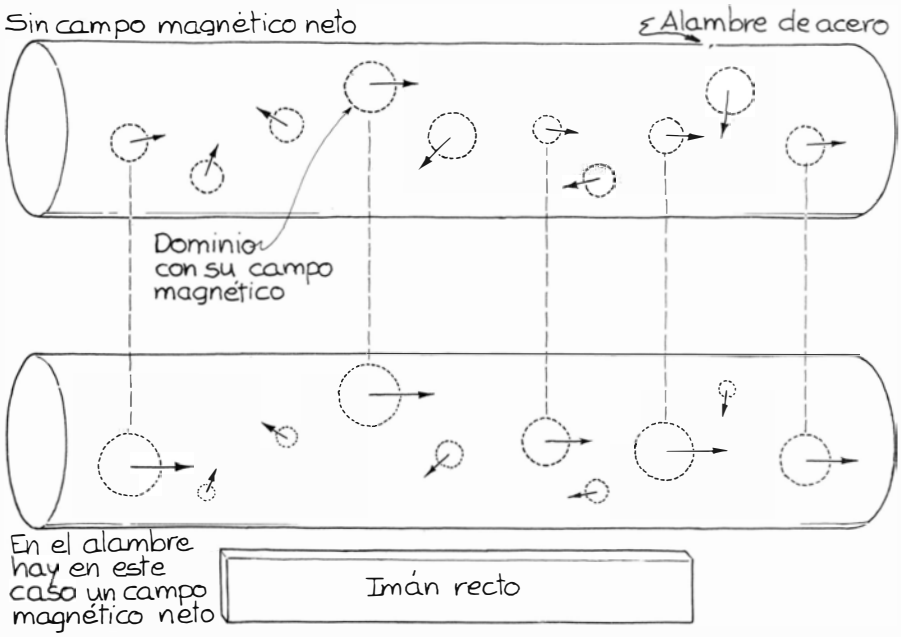
Cuando Walton calienta el alambre y lo enfría rápidamente con el agua de una esponja, obstaculiza la formación de cementita. Este temple sobreviene a tal velocidad que el carbono no puede difundirse. Y, aún más, sólo una parte del hierro gamma tiene tiempo para transformarse en hierro alfa. Aunque esta transformación es inicialmente rápida, enseguida se hace lenta. Por ello, la parte de alambre templada con agua se compone de una pequeña cantidad de hierro alfa y mucho hierro gamma. En ella todos los átomos de carbono quedan inmovilizados y resulta una solución sobresaturada de carbono, pues la concentración de éste en el hierro es superior a la normalmente posible a esa temperatura.

La formación de ésta nueva estructura, llamada martensita, no requiere ni difusión ni germinación. Se trata de un cambio espontáneo en la estructura cristalina del hierro gamma existente con átomos de carbono en algunas aristas. Aquí los átomos de hierro cambian de una estructura cúbica centrada en las caras a una estructura tetragonal centrada en el cuerpo. Como los átomos de carbono del hierro gamma no disponen de tiempo suficiente para difundirse, quedan atrapados en sus posiciones de las celdas unidad y fuerzan a los átomos de hierro de la estructura tetragonal centrada en el cuerpo a desplazarse de los puestos que les corresponden.

Esta deformación de los cristales crea zonas de gran tensión en la martensita. Esta deformación responde asimismo de la dureza de la martensita, ya que traba las dislocaciones en sus posiciones de los granos. Por esta razón, la martensita que crea Walton al enfriar rápidamente el alambre, cuando éste se encuentra caliente, resulta lo bastante dura para rayar el vidrio. Es asimismo frágil a causa de los numerosos puntos que sufren grandes tensiones dentro de los granos. Entonces, si el alambre se dobla, se rompe por culpa de esas tensiones internas.

El carbono de la martensita no permanece siempre atrapado, pero se difunde tan lentamente a través de los cristales que puede considerarse como si así fuera. Ahora bien, si aumentamos la temperatura, crece la velocidad de difusión, lo que permite que el carbono se reúna en minúsculas cantidades de cementita. Entonces, con temperatura y tiempo suficiente, el acero podrá recuperar más propiedades de la perlita.

El tercer misterio que suscita el trabajo de Walton atañe a la magnetización del alambre. Se dice que el hierro es ferromagnético. Una de las propiedades de este material se representa dividiéndolo en unas regiones llamadas dominios, cada uno de los cuales contribuye con un campo magnético en su vecindad. En conjunto, la sustancia puede parecer no magnética pues normalmente los campos magnéticos de los dominios se anulan unos con otros.



9. Alineación de dominios cristalinos por aplicación de un campo magnético

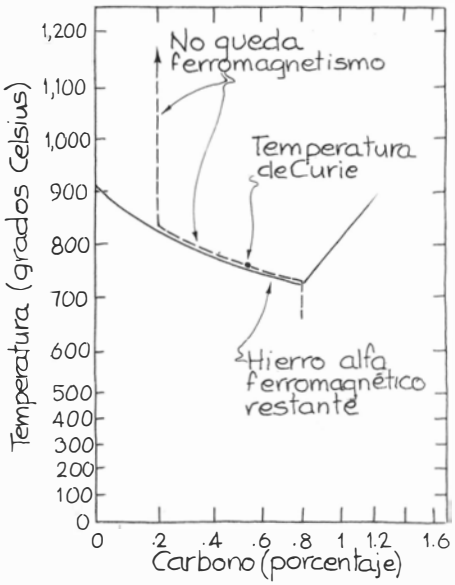
Tal es el caso de la cuerda de piano hasta que se le acerca un imán. Entonces, el campo del imán reorienta los dominios de modo que dotan al alambre de un campo magnético no nulo. Esta orientación se debe principalmente a variaciones en el tamaño de los dominios. Todo dominio cuyo campo magnético sea paralelo al del imán se alarga a expensas de los dominios adyacentes que tengan otras orientaciones.

El resultado de este crecimiento de los dominios es que el alambre y el imán se atraen. A la temperatura ambiente, tal atracción es suficientemente intensa para mover el alambre. A la temperatura característica del hierro gamma, la atracción está ausente.

Cuando se calienta el alambre, el aumento de temperatura provoca una mayor agitación de los átomos y moléculas. Dicha agitación comienza a perturbar la organización del campo magnético de cada dominio. Y cuanto más se calienta la sustancia, tanto más se debilita el campo magnético de cada dominio. Al final, la organización de los dominios desaparece por completo. Esto acontece a la llamada temperatura de Curie, bautizada así en honor de Pierre Curie, quien, en 1894, descubrió que el hierro pierde su ferromagnetismo cuando se calienta por encima de los 768 grados Celsius.

El origen esencial del campo magnético de las sustancias ferromagnéticas como el hierro no se conoce todavía. Parece ser que, cuando un átomo de hierro se une a un cristal, se ioniza parcialmente (pierde un electrón o más), pues los enlaces de los electrones de su órbita más externa se debilitan en presencia de otros iones de hierro. Estos electrones, si bien no están por completo libres, son lo bastante móviles para brincar de un ion a otro.

Todos los electrones tienen un campo magnético. Aunque se desconozca el origen del mismo, se trata de una característica del electrón, igual que lo es su carga eléctrica. Cuando los electrones saltan de un ion a otro dentro de un cristal, se influyen mutuamente merced a lo que se llama interacción de intercambio. Ello hace que los campos magnéticos de los electrones semilibres se alieneen con una misma dirección. Por otra parte, un electrón que alineara su campo magnético en cualquier otra dirección necesitaría más energía. Así pues, la organización de los campos de los electrones de un dominio, la cual confiere al dominio un campo magnético neto, proviene de una minimización de la energía asociada a la interacción de intercambio.



10. Pérdida del ferromagnetismo

Conforme aumenta la temperatura, la agitación térmica destruye el comportamiento cooperativo de los electrones, hasta que, por encima de la temperatura de Curie, se desorganiza la estructura del dominio. A esta temperatura los electrones semilibres siguen teniendo su campo magnético cada uno, pero no organizados en conjunto. Si al hierro que esté más caliente que la temperatura de Curie se acerca un imán, apenas si se sentirá atraído por éste. El campo magnético del imán podrá orientar algunos de los campos de los electrones, pero esa alineación será fugaz por mor de la agitación térmica.

La pérdida del magnetismo puede seguirse en un diagrama de fases. Consideremos la perlita de un acero de carbono bajo. Cuando se calienta hasta el eutectoide y comienza a conformarse en hierro gamma y carbono, el hierro transformado pierde el ferromagnetismo. A la vez que el trayecto de calentamiento prosigue su ascenso a lo largo de A_3, el hierro alfa restante mantiene su magnetismo hasta que el metal alcanza el punto de Curie, a partir del cual parte alguna del hierro (ni siquiera el alfa) es ferromagnética.

Del efecto de la temperatura sobre la estructura cristalina del acero podría hablarse mucho más. Fotografiando al microscopio muestras atacadas químicamente puede estudiarse la precipitación del carburo de hierro en los aceros. Cuando éstos contienen más carbono que los que yo he tratado aquí, aparecen nuevas formaciones. Le dejo al lector el estudio de sus causas.

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

MAQUINAS DE TURING

ON NONCOMPUTABLE FUNCTIONS. Tibor Rado in *Bell System Technical Journal*, vol. 41, n.° 3, págs. 877-884; mayo, 1962.

THE UNDECIDABLE. Martin Davis. Raven Press, 1965.

INCOMPUTABILITY. C. A. R. Hoare y D. C. S. Allison en *Computing Surveys*, vol 4, n.° 3, págs. 169-178; septiembre, 1972.

ALAN TURING: THE ENIGMA. Andrew Hodges. Simon and Schuster, 1983.

ZONAS OCEANICAS DE FRACTURA

TOPOGRAPHY AND TECTONICS AT THE INTERSECTIONS OF FRACTURE ZONES WITH CENTRAL RIFTS. Norman H. Sleep y Shawn Biehler en *Journal of Geophysical Research*, vol. 75, n.° 14, págs. 2748-2752; 10 de mayo de 1970.

VERTICAL TECTONISM IN OCEANIC FRACTURE ZONES. Enrico Bonatti en *Earth and Planetary Science Letters*, volumen 37, número 3, págs. 369-379; enero, 1978.

MEMBRANE STRESSES NEAR MID-OCEAN RIDGE-TRANSFORM INTERSECTIONS. Kazuya Fujita y Norman H. Sleep en *Tectonophysics*, vol. 50, págs. 207-221; 20 de septiembre de 1978.

FORMERLY EMERGING CRUSTAL BLOCKS IN THE EQUATORIAL ATLANTIC. Enrico Bonatti y Andy Chermak en *Tectonophysics*, volumen 72, números 3-4, páginas 165-180; 10 de febrero de 1981.

ENDOCITOSIS DE PROTEINAS Y PARTICULAS

INTRACELLULAR SITE OF ASIALOGLYCOPROTEIN RECEPTOR-LIGAND UNCOUPLING: DOUBLE-LABEL IMMUNOELECTRON MICROSCOPY DURING RECEPTOR-MEDIATED ENDOCYTOSIS. Hans J. Geuze, Jan Willem Slot, Ger J. A. M. Strous, Harvey F. Lodish y Alan L. Schwartz en *Cell*, vol. 32, n.° 1, págs. 277-287; enero, 1983.

*p*H AND THE RECYCLING OF TRANSFERRIN DURING RECEPTOR-MEDIATED ENDOCYTOSIS. Alice Dautry-Varsat, Aaron Ciechanover y Harver F. Lodish en *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, vol. 80, n.° 8, págs. 2258-2262; abril, 1983.

MINIACERIAS

TECHNOLOGY AND STEEL INDUSTRY COMPETITIVENESS. Office of Technology Assessment, U.S. Government Printing Office, 1980.

THE STEEL INDUSTRY. W. Adams y H. Muller en *The Structure of American Industry*, dirigido por Walter Adams. Macmillan Publishing Co., 1982.

STEEL —UPHEAVAL IN A BASIC INDUSTRY. D. F. Barnett y L. Schorsch. Ballinger Publishing Co., 1983.

PARASITOS QUE CAMBIAN EL COMPORTAMIENTO DE SU PATRON

ALTERED COLOR, BEHAVIOR AND PREDATION SUSCEPTIBILITY OF THE ISOPOD *ASELLUS INTERMEDIUS* INFECTED WITH *ACANTHOCEPHALUS DIRUS*. Joseph W. Camp y Harry W. Huizinga en *The Journal of Parasitology*, vol. 65, n.° 4, págs. 667-669; agosto, 1979.

THE LIFE CYCLE OF *OCTOSPINIFEROIDES CHANDLERI* BULLOCK, 1957 (ACANTHOCEPHALA: NEOECHINORHYNCHIDAE), WITH SOME OBSERVATIONS ON PARASITE-INDUCED, PHOTOPHILIC BEHAVIOR IN OSTRACODS. David J. DeMont y Kenneth C. Corkum en *The Journal of Parasitology*, vol. 68, n.° 1, págs. 125-130; febrero, 1982.

ALTERED BEHAVIORAL RESPONSES IN INTERMEDIATE HOSTS—AN ACANTHOCEPHALAN PARASITE STRATEGY. Janice Moore en *American Naturalist*, vol. 123, n.° 4, págs. 572-577; abril, 1984.

EL UNIVERSO INFLACIONARIO

A NEW INFLATIONARY UNIVERSE SCENARIO: A POSSIBLE SOLUTION OF THE HORIZON, FLATNESS, HOMOGENEITY, ISOTROPY AND PRIMORDIAL MONOPOLE PROBLEMS. A. D. Linde en *Physics Letters*, vol. 108B, n.° 6, págs. 389-393; 4 de febrero de 1982.

COSMOLOGY FOR GRAND UNIFIED THEORIES WITH RADIATIVELY INDUCED SYMMETRY BREAKING. Andreas Albrecht y Paul J. Steinhardt en *Physical Review Letters*, vol. 48, n.° 17, págs. 1220-1223; abril, 1982.

UN CAMPAMENTO DE CAZADORES INDIOS DURANTE 20.000 AÑOS

MULTIDISCIPLINARY RESEARCH IN THE NORTHEAST: ONE VIEW FROM MEADOWCROFT ROCKSHELTER. J. M. Adovasio en *Pennsylvania Archaeologist*, vol. 52, n.os 3-4, págs. 57-68; septiembre, 1982.

EVIDENCE FROM MEADOWCROFT ROCKSHELTER. J. M. Adovasio, J. Donahue, K. Cushman, R. C. Carlisle, R. Stuckenrath, J. D. Gunn y W. C. Johnson en *Early Man in the New World*, dirigido por Richard Shutler, Jr. Sage Publications, Incorporated, 1983.

GANGLIOSIDOS

GLYCOSPHINGOLIPIDS: STRUCTURE, BIOLOGICAL SOURCE, AND PROPERTIES. B. A. Macher & Ch. C. Sweeley, en *Meth. Enzymol.*, volumen 50, páginas 236-251; dirigido por V. Ginsburg. Academic Press; Nueva York, 1978.

STRUCTURE AND FUNCTION OF GANGLIOSIDES. Dirigido por L. Svennerholm, P. Mandel, H. Dreyfus y P.-F. Urban en *Adv. Exp. Med. & Biol.*, vol. 125. Plenum Press; Nueva York, 1980.

GYCOSPHINGOLIPIDS IN CELLULAR INTERACTION, DIFFERENTIATION, AND ONCOGENESIS. S. Hakomori en *Ann. Rev. Biochem.*, vol. 50. Dirigido por E. E. Snell, P. D. Bayer, A. Meister y C. C. Richardson, Ann. Rev. Inc.; Palo Alto, California, 1981.

POSSIBLE FUNCTIONAL ROLE OF BRAIN GANGLIOSIDES IN ADAPTATIVE NEURONAL PROCESSES. H. Rahmann, en *Neuronal Transmission, Learning and Memory*. Dirigido por R. Caputto y C. Ajmone. Raven Press; Nueva York, págs. 159-177, 1983.

JUEGOS DE ORDENADOR

COMPUTER RECREATIONS: "DARWIN". Aleph Null en *Software: Practice & Experience*, vol. 2, n.° 1, págs. 93-96; enero-marzo, 1972.

68000 ASSEMBLY LANGUAGE PROGRAMMING. Gerry Kane y Doug Hawkins Legenthal. Osborne-McGraw-Hill, 1981.

TALLER Y LABORATORIO

STRUCTURE AND PROPERTIES OF ALLOYS. Robert M. Brick, Robert B. Gordon y Arthur Phillips. McGraw-Hill Book Company, 1965.

MAGNETISM IN SOLIDS. D. H. Martin. The MIT Press, 1967.

Taller y laboratorio

Chismes que aplican principios físicos no inmediatos al placer de cocinar

Jearl Walker

La base del arte culinario no es otra cosa que física (química incluida), aunque casi todo el mundo (yo, también) cocina apoyándose en un instinto guiado por la experiencia. No obstante, cuando hay posibilidad de echar mano de algún principio de la física que facilite o perfeccione un guiso la cosa resulta más divertida. Hace poco dí con varios artefactos de cocina cuyo funcionamiento se basa en ideas no evidentes de suyo. Entre ellos se cuentan una pipa de calor que acelera el guisado de la carne, un cristal líquido que controla la cocción de los huevos, una mantequera capaz de mantener fría la mantequilla en un lugar cálido y una olla china que cocina al vapor aunque parte del alimento sea líquido.

Una pipa de calor para cocina consiste en un tubo hueco cerrado, normalmente con un extremo aguzado para que pueda atravesar la carne. En su interior contiene una pequeña cantidad de un fluido cuya misión es transferir calor desde el horno hacia el interior frío de la carne. Como esa transferencia es más rápida que la velocidad a la que se conduce el calor a través de la carne, se reduce el tiempo de cocción y disminuye el encogimiento que produce toda cocción prolongada.

En mi pipa de calor preferida el extremo exterior está incrustado en un cilindro metálico macizo. Tengo una docena de pipas más, todas ellas más largas y con los cilindros del extremo más pequeños. Las pipas de calor específicas para cocina tienen aletas de refrigeración. Cilindros y aletas cuya misión consiste en absorber calor del horno para que se vaporice el fluido interior de la pipa. El vapor, cuando se esparce por la pipa, se condensa en parte en la zona rodeada por el interior relativamente frío de la carne, cediendo calor a la pared de la pipa y a la carne circundante.

Normalmente, la pipa se coloca en la carne en posición sesgada para que el fluido condensado regrese al fondo por gravedad. Para ayudar a ello la pipa reviste su interior de un material poroso que arrastra al líquido por capilaridad. En el fondo el líquido se vaporiza y el ciclo comienza otra vez. Cuando la parte superior de la pipa se calienta, disminuye la condensación y el ciclo se decelera. Y, cuando el interior de la carne está casi tan caliente como el horno, cesa la circulación por la pipa.

El líquido encerrado en el útil puede ser agua, metanol u otra sustancia que requiera mucho calor al vaporizarse. Consideremos una pipa que contenga un gramo de agua a la temperatura ambiente (19 grados Celsius, por ejemplo). Para calentar ese agua hasta la temperatura de vaporización normal de 100 grados Celsius se necesita una energía de 340 joule, lo que no es demasiado en comparación con el calor necesario para vaporizarla (2256 joule). Toda esa energía se necesita para liberar las moléculas y que formen un gas.

La energía necesaria para vaporizar el agua suele llamarse calor latente de vaporización; es la que transporta la pipa de calor para acelerar la cocción de la carne. Cada vez que el agua se condensa en una zona fría del utensilio pierde ese calor latente cuando las fuerzas que se ejercen las moléculas vuelven a formar el líquido. Entonces, el calor liberado por el agua atraviesa la pared de la pipa con destino a la carne circundante. O sea, si cada segundo hay un gramo de agua que deposite su calor latente, la carne recibirá 2256 joule por segundo.

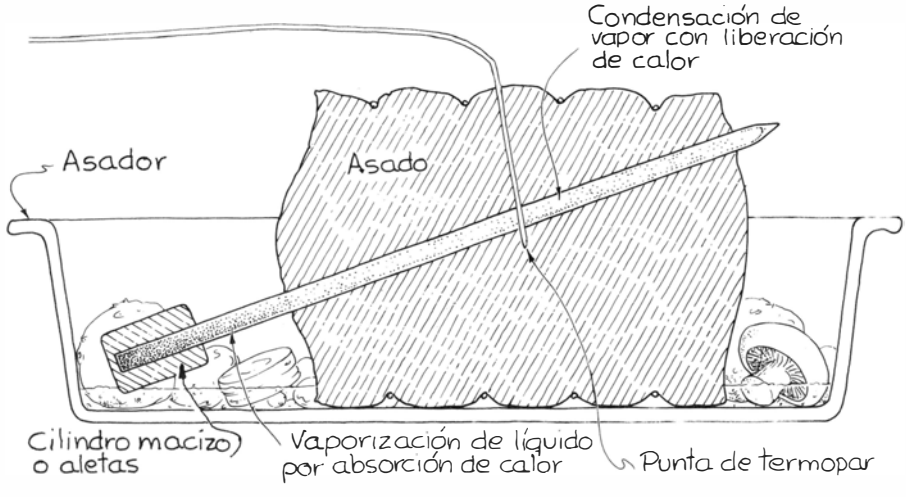
A título comparativo hice el cálculo de la cantidad de calor que conduciría hasta la carne una barra de aluminio aleado maciza. Si ésta tuviera el mismo diámetro que mi pipa de calor depositaría únicamente 35 joule por segundo, bastante menos que la pipa.

Efectué dos ensayos. Una noche asé un pequeño solomillo (de un kilo de peso aproximadamente). Recurrí a mi vieja pipa, la del cilindro macizo en el extremo, con la que traspasé la carne de un lado a otro y hacia arriba, hasta que asomó la punta afilada.

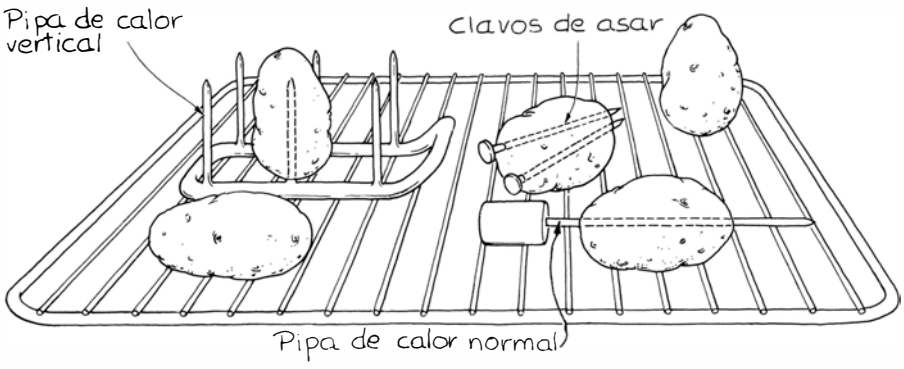
Con un clavo practiqué un agujero en la parte superior de la carne para instalar en él un termopar detector de calor. Su profundidad era de unos 3,5 centímetros y ceñía ajustadamente los cables del termopar. Así podía medir la temperatura a unos dos centímetros de la pipa, que en ese punto se encontraba a 2,5 centímetros de la superficie superior del asado, y aproximadamente en el centro respecto a su longitud y anchura. La temperatura del termopar la registraba en un termómetro de termopar.

Coloqué el asado en la bandeja central de mi horno eléctrico, que había precalentado a un poco más de 200 grados Celsius. En los primeros 25 minutos la temperatura medida en la punta del termopar se incrementó en 26 grados, para alcanzar un aumento total de 58 grados en 44,5 minutos.

En ese instante retiré el asado del horno y lo corté en varias tajadas verticales. El color de la carne me dio una pista acerca del grado de cocción. La tajada central estaba tostada sólo algunos milímetros por debajo de la parte superior de la pieza y dos centímetros por encima de la parte inferior. El



1. Pipa de calor para acelerar la cocción de la carne



2. Experiencias en el asado de patatas

agujero que había dejado la pipa aparecía rodeado de una zona tostada de unos dos centímetros de diámetro. Pero el resto de la tajada seguía roja. (Debo advertirles que tan costoso material de laboratorio no se desperdició. No era caso, obviamente, de servirlo en una mesa, pero encontré el modo de convertirlo en algunos manjares exquisitos que no hace falta describir ahora.)

Una tajada vecina al punto de entrada de la pipa estaba más tostada en torno al agujero que había hecho el utensilio. Y otra, situada al otro extremo del trozo de carne, lo estaba menos. Por tanto, la transmisión de calor a la carne es más eficaz cerca del extremo inferior de la pipa que en el extremo superior de la misma, posiblemente porque el líquido que se condensa en el primero ha de recorrer menos distancia para regresar al fondo y, por ello, regresa antes.

A la noche siguiente asé una pieza similar del mismo peso aproximado, pero sin la pipa. Hundí el termopar más o menos en el mismo sitio; seguí la misma marcha de cocinado. Esta vez, en los primeros 25 minutos, la temperatura del termopar aumentó sólo 12 grados y el incremento de 58 grados tardó una hora y nueve minutos, del orden del 50 por ciento más que con la pipa. (Esta vez nos comimos el asado. Dicho sea de paso, si el lector se pregunta si una pipa de calor favorece más la cocción de la masa de una pieza de carne, le contestaré que sí. Esto puede sonar terrible para un asado de buey, pero es una clara ventaja para asar cerdo. Sobre gustos no hay disputa.)

Existen en el mercado asadoras de patatas. La que yo compré está provista de seis pipas de calor verticales de unos nueve centímetros de largo. Se ensartan allí las patatas y se introduce la bandeja en el horno. Como las patatas conducen muy mal el calor, muchas veces les pongo clavos, confiado en que al conducir el metal el calor con mayor rapidez, se acelerará la cocción. Por ello, creí que una pipa de calor transmitiría el calor más deprisa todavía.

Para verificar estas suposiciones hice un experimento con cinco patatas del mismo tamaño (11×6×5 centímetros). Las coloqué todas muy juntas en la bandeja central de un horno precalentado a un poco más de 200 grados Celsius. El costado de cada una lo perforé con un clavo: el termopar recogería la temperatura a una profundidad de dos centímetros. Puse una patata horizontal, vertical otra; le inserté a una tercera dos clavos de aluminio especiales para asar patatas y ensarté otra en una pipa de calor vertical. Traspasé la quinta con mi antigua pipa de calor y la coloqué horizontalmente sobre la bandeja. (Como la pipa resultaba muy larga para la patata, desgarró un poco uno de sus extremos.)

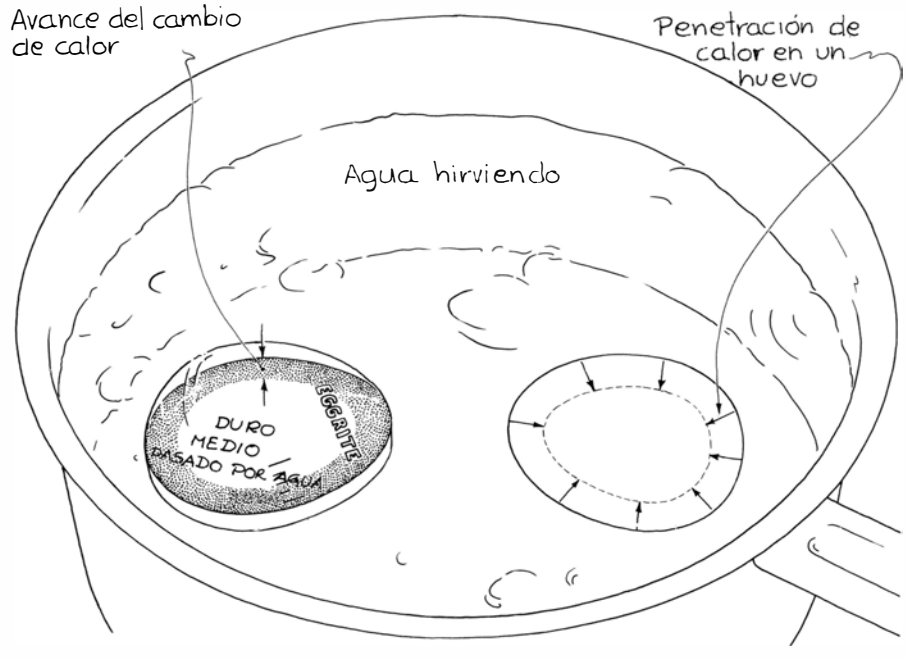
Transcurridos 10 minutos comprobé la temperatura de cada patata. La de la pipa grande se había calentado 28 grados, la horizontal 23 grados, la instalada en la pipa vertical 19 grados, y, 17 grados, las otras dos. Veinte minutos después, la patata de la pipa grande seguía en cabeza, pero las demás presentaban unas temperaturas muy similares. La patata vertical permanecía la más fría.

Proseguí con la carrera hasta que las patatas llegaron aproximadamente a los 100 grados Celsius. Con sus 55 minutos, ganó la de la pipa grande. Las otras cuatro tardaron unos 74 minutos en quedar listas.

Los clavos para asar no rebajaron el tiempo de cocción. Si bien conducen rápidamente el calor, no introducen mucho en el vegetal. Aunque éste se asa antes con una pipa de calor, no conviene que se ponga vertical, pues así presenta una sección transversal reducida a las bobinas calefactoras del fondo del horno e intercepta una fracción pequeña de la radiación infrarroja directa. El calor que transporta la pipa puede quedar neutralizado por esta pérdida de absorción de radiación directa. Lo mejor es colocar las patatas horizontalmente sobre las bobinas. Estas conclusiones mías son provisionales. Si alguien prueba con estos ensayos, recibiré con gusto noticias de sus resultados. (Nosotros sacrificamos las patatas.)

Hasta hace poco, el tiempo de cocción de los huevos lo calculaba a ojo. Jamás podía estar seguro del estado que habían alcanzado. Pero un nuevo utensilio ha venido a resolver limpiamente el problema. Se trata de un ingenioso cronómetro para huevos. Está hecho de plástico transparente. En el centro lleva una delgada película roja con una escala en que se lee "pasado por agua", "medio hecho" y "duro".

El cronómetro se mete en el agua justo con los huevos. Cuando sube la temperatura, la película roja comienza



3. Cronómetro para huevos

a cambiar de color desde el rojo vivo al rojo oscuro. Esta variación de color empieza notándose en el borde de la película y, conforme pasa más calor a través del plástico, se va oscureciendo más superficie de película. El cambio de color no tarda en llegar a la señal de "pasado por agua", indicando que tal es el estado de los huevos. Calentando más, el cambio de color avanza hacia el centro de la película, pasando por "medio hecho" y "duro". Con un poco de experimentación se puede calibrar la escala para conseguir huevos de cualquier grado de consistencia. También se puede calibrar la escala en función del tamaño de los huevos.

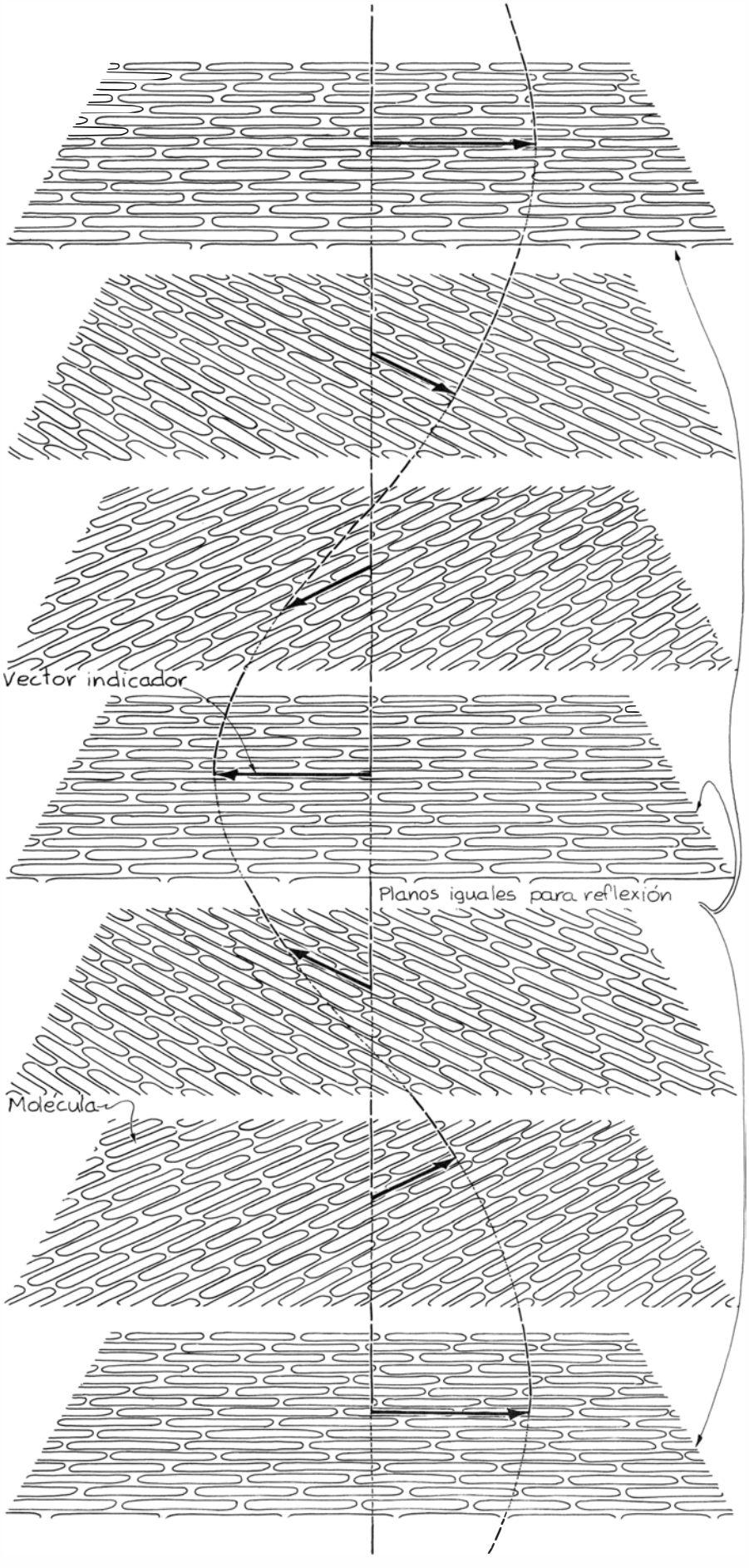
El cronómetro tiene la misma sensibilidad que los huevos a la temperatura inicial del agua, al número y tamaño de éstos que hay en la cacerola y a la velocidad de calentamiento del agua. Suponiendo que rebajemos ésta reduciendo el calor o añadiendo huevos, la conducción de calor hacia éstos se hace más lenta y también la variación de color.

El instrumento responde incluso a los cambios de presión atmosférica. Supongamos que lo llevemos desde el nivel del mar hasta una altitud considerable. Como la presión atmosférica disminuye con la altitud, la temperatura de ebullición del agua baja. Entonces, cada huevo recibirá menos calor por segundo y, por tanto, tardará más en cocerse. Pues lo mismo le ocurre al cronómetro.

Para estudiar la película abrí el aparato cascándolo con un pequeño martillo. (Con la precaución de protegerme los ojos de los pedazos que salieran proyectados.) La película consta de dos capas. La de arriba es de plástico transparente flexible. La de abajo la forma una sustancia roja esponjosa que parece haber sido pintada sobre la de arriba. Valiéndome de unas tenazas sumergí la película en agua y calenté esta, a la vez que medía su temperatura con un termopar.

Cuando el agua vecina a la película alcanzó unos 68 grados Celsius, ésta viró rápidamente del rojo vivo al rojo oscuro, manteniendo esta tonalidad hasta el punto de ebullición del agua. Entonces alcé la película del agua y la toqué en un borde. El efecto refrigerante de mi dedo hizo que el color de éste cambiará inmediatamente a rojo vivo. Con agua fría retornaba el rojo en toda su viveza.

Yo diría que la capa esponjosa inferior consiste en un cristal líquido, probablemente de tipo colestérico. En estas sustancias las moléculas guardan cierto orden cristalino, aunque la sustancia sea fluida. Mi opinión es que el



4. Disposición en capas de las moléculas de un cristal líquido colestérico

cristal líquido del cronómetro refleja de manera intensa la luz roja hasta los 68 grados Celsius aproximadamente. Luego, para temperaturas más altas, absorbe la mayor parte de la luz y se torna rojo oscuro.

La estructura de los cristales líquidos colestéricos es estratificada y las moléculas, a modo de bastoncitos, yacen en cada capa con los ejes mayores en los planos de éstas. La orientación de las moléculas varía gradualmente de capa en capa. Así, si tomamos un vector que apunte en la dirección de los ejes mayores de las moléculas de cada capa, este vector describirá un trayecto helicoidal al desplazarse a través de las sucesivas capas.

El cristal podemos imaginarlo compuesto de planos espaciados regularmente que reflejan la luz ambiente. La separación entre planos es la distancia que debe ascender el vector indicador a través de las capas para girar 180 grados. Como se considera que las moléculas son bastoncitos con extremos indistinguibles, esos dos planos presentan moléculas de igual orientación.

Supongamos que un conjunto como ese de planos regularmente espaciados sea iluminado por luz blanca. La luz reflejada en una capa interferirá la reflejada en otra. Para la mayoría de las longitudes de onda, aquellos rayos reflejados se interfieren destructivamente para dar oscuridad, o como mucho, un calor pálido. Para otras longitudes de onda, los rayos se interfieren constructivamente y producen un color vivo correspondiente a esas longitudes de onda.

Es frecuente que los cristales líquidos colestéricos sean sensiblemente fluidos e iridiscentes. Los colores de las distintas partes del fluido dependen de la orientación de los planos del cristal en dichas partes. Al calentar una muestra varía la distancia entre los planos y, con ello, el color que se devuelve con más intensidad al observador. Si la temperatura es suficientemente elevada, las vibraciones moleculares desorganizan la estructura del cristal y el fluido pierde su aptitud para reflejar intensamente ciertos colores.

En lo referente al cronómetro yo afirmaría que se han mezclado otras sustancias con un cristal líquido y, después, se ha pintado sobre la capa de plástico flexible. Esa mezcla, que no es iridiscente, al iluminarla con luz blanca devuelve una fuerte luz roja al observador. A unos 68 grados Celsius se pierde tal retorno selectivo de luz roja. Ahora se absorbe la mayoría de la luz incidente y la película queda roja oscura. En cuanto se enfríe ésta, se restablecen la estructura ordenada y la reflexión selectiva.

La mantequillera de terracota es un recipiente de arcilla procedente de Italia que retrasa la tendencia de la mantequilla a fundirse en los días cálidos. Yo la empleo en mis meriendas en el jardín de casa. Sin ella, la mantequilla se ablanda enseguida y con ella permanece dura durante casi toda la fiesta.

El plato inferior del recipiente está vidriado para que la mantequilla no impregne la arcilla. De la regulación de la temperatura responde la tapa, que no está vidriada. Alrededor de una media hora antes de comer le doy la vuelta a la tapa y la lleno de agua fría. Hacia la hora de comer, la arcilla está saturada. Entonces extraigo el agua sobrante y coloco la tapa sobre la mantequilla (fresca de la nevera) y el plato de fondo.

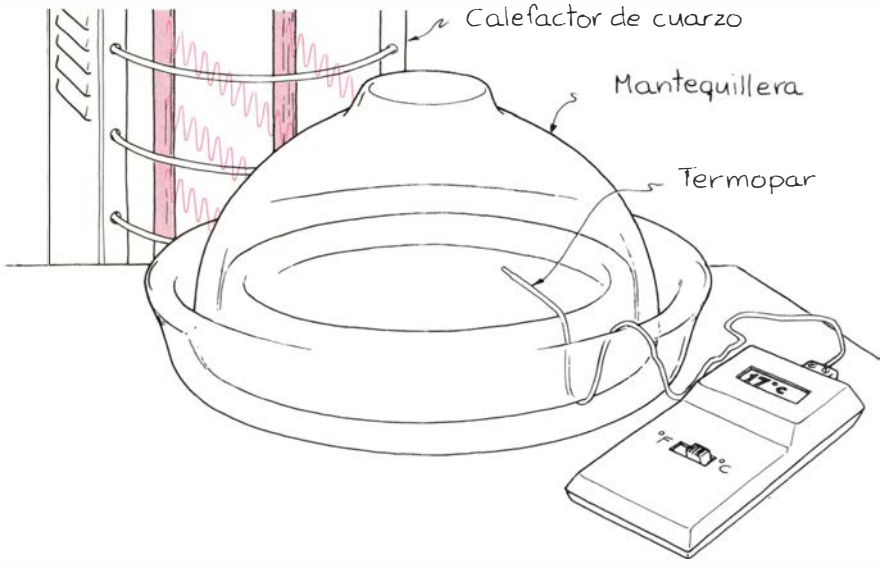
En cuanto el recipiente se lleva al aire libre comienza a calentarse, pues absorbe calor del entorno. Aunque no esté expuesto a la luz solar, todavía absorberá radiación visible e infrarroja. También recibirá calor por convección del aire que se mueva en torno suyo. Y en el recipiente penetrará aún más calor procedente de la mesa, a menos que se coloque sobre un aislador, un salvamanteles por ejemplo.

Si el recipiente está completamente seco, la energía tomada de la radiación y del aire exterior se transmite gradualmente al interior a través de las paredes. Cuando la tapa está húmeda, la conducción de calor por la pared se hace más lenta: gran parte de la energía se consume en la evaporación del agua. A medida que el exterior se seca, del interior de la pared sale más agua para completar la existente en el exterior. Así, con el retraso en la transmisión del calor, permanecen fríos el aire interior y la mantequilla.

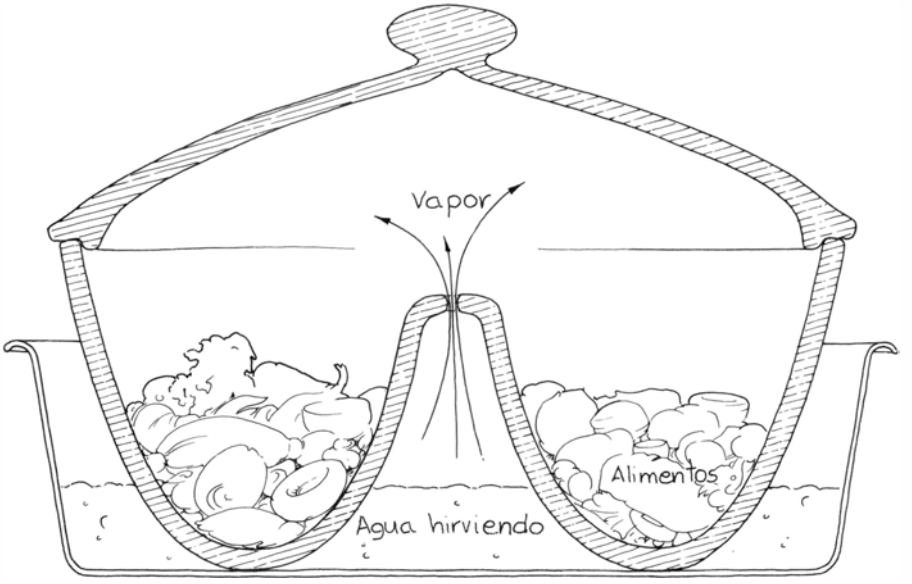
Para contrastar esta explicación preparé un experimento en el que calentaba la mantequillera con un calefactor de cuarzo, que emite radiación infrarroja y algo de radiación visible. Primero empapé la tapa de arcilla dándole la vuelta y llenándola de agua. Su superficie exterior aparecía evidentemente seca. Pasados dos o tres minutos, el agua que llenaba la tapa generó un gran número de burbujas, conforme el agua expulsaba el aire de la arcilla. Al cabo de 45 minutos el agua había empapado toda la pared y humedecía la superficie exterior.

Tras vaciar la tapa, la instalé en el plato e introduje un cable termoeléctrico en el interior del recipiente. La punta del termopar se encontraba junto al centro del plato y a pocos milímetros por encima. Con él podía registrar la temperatura del aire interior del recipiente. Este y el termopar los coloqué entonces a unos 30 centímetros delante del calefactor de cuarzo, el cual proporcionaba más calor del que cabría esperar en un día de verano. Así, por un costado, la mantequillera estaba bañada de radiaciones infrarroja y visible; por el otro se encontraba ante una fría habitación de sótano, de la que recibía una radiación infrarroja relativamente escasa.

Al recibir calor el recipiente, la temperatura de su aire interior comenzó a subir. Inicialmente a razón de un grado centígrado cada cinco minutos. Media hora más tarde esa velocidad bajó hasta un grado cada ocho minutos. Para entonces la temperatura del aire había aumentado únicamente cinco grados y el costado enfrentado al calefactor aparecía seco a la vista y al tacto. Por su



5. La mantequillera de terracota



6. Olla Yunnan para cocinar al vapor

parte, el costado oculto al calefactor aparecía aún húmedo.

Dejé que el recipiente se secara durante un día y repetí la experiencia con la tapa seca. Esta vez el aire interior se calentó a razón de un grado cada tres minutos. Media hora más tarde, la temperatura se había elevado 10 grados, el doble que con la tapa húmeda.

Luego pesé la tapa antes y después de empaparla con agua. La tapa empapada acumula del orden de 85 gramos de agua (tras vaciarla, por supuesto). Para evaporar esa cantidad de agua hay que aportar una energía de 192 kilojoule aproximadamente. Admitiendo que la intensidad de la luz solar sobre la mesa donde organizo mis meriendas sea del orden de un kilojoule por segundo y metro cuadrado, la tapa debe tardar unas dos horas en captar sol suficiente para secarse del todo. La verdad es que se seca antes, porque los objetos próximos producen también radiación infrarroja y visible, y a causa del calor que ceden la convección y la conducción.

En la olla de la clase Yunnan se emplea también agua, pero con distinto objeto. El utensilio es una olla de arcilla vidriada provista de una chimenea central por cuyo interior sube vapor que calienta el alimento encerrado en ella. Para cocinar carne o verduras picadas, instalo la marmita sobre una cazuela honda llena de agua. Cuando el agua se calienta, por la chimenea sube el vapor que cuece poco a poco las viandas.

La transferencia de calor es casi igual que en la pipa de calor; con una salvedad: el agua no regresa al foco calorífico, sino que se reúne en la olla con el alimento y lo mantiene humedecido. Es más común cocinar al vapor con un cesto metálico perforado que se instala directamente encima de agua hirviendo. En este caso, el vapor se eleva atravesando los orificios del cesto y se condensa en el fondo de la comida, cediendo a ésta su calor latente de vaporización.

Parte del agua condensada se adhiere a los alimentos, pero la mayoría se escurre hasta el fondo de la bandeja y vuelve a vaporizarse. Entonces, la comida se humedece pero no se empapa. La ventaja de la olla Yunnan sobre el cesto metálico es que permite cocinar al vapor un alimento que esté ya líquido. Con un cesto el líquido se perdería en la masa de agua.

Para examinar la marmita ideé dos sencillas experiencias, en las que utilicé una sonda termopárica que instalé en su interior, a unos tres centímetros del fondo y en un punto aproximadamente equidistante de la pared y la chimenea. Inicialmente la temperatura del aire interior a la olla era de 21 grados Celsius. Cuando la introduje en una cazuela de agua hirviendo, la temperatura del aire empezó a subir a razón de 0,6 grados por segundo, llegando a los 90 grados tras poco más de tres minutos.

Después de enfriarla tapé el extremo superior de la chimenea con cinta adhesiva gruesa y repetí las medidas. Entonces el incremento de temperatura resultó unas cuatro veces más lento. Pasados tres minutos, la temperatura no alcanzaba todavía los 55 grados. Evidentemente, el aumento rápido de temperatura dentro de la olla, normal, lo fuerza el calor latente de vaporización del vapor de la chimenea. La conducción del calor por el fondo del recipiente afecta menos.

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

ARMAS ANTISATELITES

THE SOVIET YEAR IN SPACE: 1982. Nicholas L. Johnson. Teledyne Brown Engineering. Colorado Springs, 1983.

ANTI-SATELLITE WEAPONS: ARMS CONTROL OR ARMS RACE? Union of Concerned Scientists. Junio, 1983.

SOVIET MILITARY PROGRAMS AND THE "NEW HIGH GROUND". Stephen M. Meyer en *Survival*, vol. 25, n.º 5; septiembre-octubre, 1983.

IMPLICATIONS OF ANTI-SATELLITE WEAPONS FOR ABM ISSUES. Donald M. Kerr, Jr., en *Outer Space—Can Militarization Be Stopped?* dirigido por B. Jasani. Stockholm International Peace Research Institute. Taylor & Francis Ltd. En prensa.

METALURGIA SUPERFICIAL PRECOLOMBINA

PRE-COLUMBIAN METALLURGY OF SOUTH AMERICA. Dirigido por Elizabeth P. Benson. Dumbarton Oaks Research Library and Collections, Trustees for Harvard University, 1979

A PRE-COLUMBIAN TECHNIQUE FOR ELECTROCHEMICAL REPLACEMENT PLATING OF GOLD AND SILVER ON COPPER OBJECTS. Heather Lechtman en *Journal of Metals*, vol. 31, n.º 12, páginas 154-160; diciembre, 1979

ANDEAN VALUE SYSTEMS AND THE DEVELOPMENT OF PREHISTORIC METALLURGY. Heather Lechtman en *Technology and Culture*, vol. 25, n.º 1, páginas 1-36; enero, 1984.

EXTINCIONES MASIVAS EN LOS OCEANOS

CRISES IN THE HISTORY OF LIFE. Norman D. Newell en *Scientific American*, vol. 208, n.º 2, págs. 76-92; febrero, 1963.

THE GREAT INFRA-CAMBRIAN ICE AGE. W. Brian Harlan y Martin J S. Rudwick en *Scientific American*, vol. 211, n.º 2, págs. 28-36; agosto, 1964.

THE WINTERS OF THE WORLD: EARTH UNDER THE ICE AGES. Dirigido por Brian S. John. John Wiley & Sons, Inc., 1979.

GEOLOGICAL IMPLICATIONS OF IMPACTS OF LARGE ASTEROIDS AND COMETS ON THE EARTH. L. T. Silver y P. H. Schultz. Geological Society of America Special Paper 190; 1982.

ELEMENTOS GENETICOS TRANSPONIBLES DEL MAIZ

THE CONTROL OF GENE ACTION IN MAIZE. Barbara McClintock en *Brookhaven Symposia in Biology*, vol. 18, págs. 162-184; 1965.

CONTROLLING ELEMENTS IN MAIZE. Nina V. Fedoroff en *Mobile Genetic Elements*, dirigido por James A. Shapiro. Academic Press, 1983.

ISOLATION OF THE TRANSPOSABLE MAIZE CONTROLLING ELEMENTS *Ac* AND *Ds*. N. Fedoroff, S. Wessler y S. Shure en *Cell*, vol. 35, n.º 11, págs. 235-242; noviembre, 1983.

PREFERENCIA ATOMICA ENTRE IZQUIERDA Y DERECHA

PARITY NONCONSERVATION IN ATOMS: STATUS OF THEORY AND EXPERIMENT. E. N. Fortson y L. Wilets en *Advances in Atomic and Molecular Physics*, vol. 16, págs. 319-371; 1980.

OBSERVATION OF A PARITY VIOLATION IN CESIUM. M. A. Bouchiat, J. Guena, L. Hunter y L. Pottier en *Physics Letters*, vol. 117B, n.º 5, págs. 358-364; 18 de noviembre de 1982.

ECOLOGIA DEL BOSQUE ESCLEROFILO MEDITERRANEO

BIOGEOCHEMISTRY OF A FORESTED ECOSYSTEM. G. E. Likens, F. H. Bormann, R. S. Pierce, J. S. Eaton y N. M. Johnson. Springer-Verlag; Nueva York, 1977.

EL FLUJO DE ENERGÍA EN UN ECOSISTEMA DE BOSQUE. J. R. Gosz, R. T. Holmes, G. E. Likens y F. H. Bormann en *Investigación y Ciencia*, n.º 20, págs. 47-57; mayo, 1978.

PROBLÈMES D'ÉCOLOGIE: STRUCTURE ET FONCTIONNEMENT DES ÉCOSYSTÈMES TERRESTRES. Dirigido por M. Lamotte y F. Bourliere. Masson; Paris, 1978.

LA CLOROFILA EN LOS ENCINARES DEL MONTSENY. C. Gracia. Tesis doctoral. Universidad de Barcelona, 1983.

CIRCULACIÓN DE NUTRIENTES EN ALGUNOS ECOSISTEMAS FORESTALES DEL MONTSENY (BARCELONA). L. Ferrés, F. Rodà, A. M. C. Verdú y J. Terradas en *Mediterranea* 8. En prensa.

ESTRUCTURA Y EVOLUCION DE LOS GRANOS INTERESTELARES

COSMIC DUST. Dirigido por J. A. M. McDonnell. John Wiley & Sons, Inc., 1978.

DUST IN DENSE CLOUDS: ONE STAGE IN A CYCLE. J. Mayo Greenberg en *Submillimetre Wave Astronomy*, dirigido por J. E. Beckman y J. P. Phillips. Cambridge University Press, 1982.

COMPLEJOS GIGANTES DE NUBES MOLECULARES EN LA GALAXIA. Leo Blitz en *Investigación y Ciencia*, n.º 69, págs. 48-58; junio, 1982.

EFUSIONES DE ENERGÍA EN ESTRELLAS JÓVENES. Charles J. Lada en *Investigación y Ciencia*, n.º 72, págs. 44-55; septiembre, 1982.

ICES IN SPACE. J. Mayo Greenberg, C. E. P. M. van de Bult y L. J. Allamandola in *Journal of Physical Chemistry*, vol. 87, págs. 4243-4260; 1983.

TUERCAS Y PERNOS

THE HERITAGE OF MECHANICAL FASTENERS. Industrial Fasteners Institute, 1974.

STANDARD HANDBOOK OF FASTENING AND JOINING. Dirigido por Robert O. Parmeley. McGraw-Hill Book Company, 1977.

JUEGOS DE ORDENADOR

THE SCIENCE OF SOAP FILMS AND SOAP BUBBLES. Cyril Isenberg. Tieto Ltd.; 5 Elton Road, Clevedon, Avon (England); 1978.

COMPUTERS AND INTRACTABILITY: A GUIDE TO THE THEORY OF NP COMPLETENESS. Michael R. Garey y David S. Johnson, W. H. Freeman and Company, 1979.

TALLER Y LABORATORIO

THE HEAT PIPE. G. Yale Eastman en *Scientific American*, vol. 218, n.º 5, págs. 38-46; mayo, 1968.

EXPERIMENT IN THE BRAGG REFLECTION OF LIGHT FOR THE UNDERGRADUATE USING CHOLESTERIC LIQUID CRYSTALS. A. Olah y J. W. Doane en *American Journal of Physics*, vol. 45, n.º 5, págs. 485-488; mayo, 1977.

Taller y laboratorio

No todos los sonidos que percibimos de la campana los produce su tañido

Jearl Walker

Hay campanas que tañen melodiosamente; otras simplemente suenan. ¿Qué factores determinan el timbre de una campana y las frecuencias que emite? Por raro que parezca, la nota que percibe un oyente acaso no la haya producido el instrumento. Este mes vamos a tratar de la acústica de campanas en conexión con algunos experimentos ideados por G. Theodore Wood, colega mío en la Universidad estatal de Cleveland. Aunque nos centramos en una campana de barco, también examinamos varias campanillas que nos prestó Katherine Marshall, de Cleveland.

Nos hemos apoyado en tres trabajos anteriores. En el siglo XIX Lord Rayleigh examinó las ocho campanas de su iglesia parroquial de Terling, sentando así las bases para estudios posteriores. Mas cercanos en el tiempo, Stephen David Kelby y Robin Paul Middleton, siendo estudiantes de la Universidad de Birmingham, experimentaron en torno a las campanillas de mano. El origen de la nota ilusoria lo ha investigado Arthur H. Renade, de la Universidad de Case Western Reserve.

La esencia de los sonidos musicales, cualquiera que sea su naturaleza, hay que buscarla en la resonancia acústica. Cuando el badajo, u otro objeto, golpea la campana, ésta vibra. Lo que entonces oímos son las ondas sonoras generadas por esa vibración. Pero de las vibraciones sólo algunas generan ondas sonoras de intensidad suficiente para que nuestro oído las capte. Ese conjunto particular de vibraciones recibe el nombre de modos de resonancia.

El estudio de la resonancia acústica acostumbra a acometerse con ayuda de un sencillo sistema constituido por una cuerda tensa entre dos soportes paralelos. Cuando se pulsa esa cuerda, aparecen en ella ondas que corren desde el punto pulsado hacia los soportes, se reflejan en éstos y regresan. Para simplificar supondremos que las ondas son senoidales como las de la figura 2. Característica de cada una de estas ondas es una longitud, que se define como la distancia a lo largo de la cuerda necesaria para que la forma de onda se repita. La determina, además, la frecuencia, o número de veces por segundo (expresado en hertz) que una cresta pasa por un punto de la cuerda.

Supongamos que, a lo largo de la cuerda, se envían dos ondas iguales en sentidos opuestos. Tras llegar a los soportes, se reflejan y se cruzan entre sí, manteniendo sus amplitudes iniciales. (Pasaré por alto la pérdida de energía que supone la tracción que ejercen sobre la cuerda y el batido de aire.) En cada instante la forma de una cuerda vibrante la establece la interferencia de las ondas en dicho momento. Por ejemplo, si las ondas están en fase, la cuerda adquiere una conformación senoidal. Entonces, donde las ondas presentan crestas, en la cuerda habrá crestas de una altura doble; donde las ondas presenten valles, en la cuerda habrá valles de una profundidad doble. De esta interferencia se dice que es constructiva. En otros momentos, las crestas de una de las ondas coincidirán con los valles de la otra y la cuerda estará lisa porque a toda tracción hacia arriba la contrarresta una tracción hacia abajo. De esta interferencia se dice que es destructiva. En los instantes intermedios, la forma de la onda la establece un grado de interferencia intermedio.

Controlando la frecuencia generada por la vibración inicial de la cuerda es posible controlar los tipos de ondas que se envía a lo largo de la misma. Para casi todas las variedades de frecuencias, la interferencia de las ondas deja a la cuerda prácticamente sin vibración. Mas para un conjunto de frecuencias particular, las frecuencias de resonancia, la interferencia origina en la cuerda una figura repetitiva que bate el aire con energía suficiente para que llegue a nuestros oídos.

Al puntear la cuerda, se generan simultáneamente muchísimas ondas; la mayoría de éstas, al tener una frecuencia inadecuada, no dan por resultado una figura repetitiva y no se oyen. Pero las pocas que poseen una frecuencia de resonancia obligan a la cuerda a vibrar enérgica y repetidamente.

La configuración de resonancia más sencilla, llamada fundamental o primer armónico, resulta siempre de un punteo. Los extremos de la cuerda no vibran porque están sujetos y el punto que vibra más es el centro. Los puntos de la cuerda que no presentan vibración se llaman nodos, y vientres aquéllos donde la vibración es máxima. De aquí que la configuración fundamental posea un vientre en el centro y un nodo en cada extremo. Para crear esa configuración las ondas deben tener una longitud doble que la cuerda. Entonces, a causa de la interferencia, el centro de la cuerda varía suavemente entre una cresta elevada, una forma lisa y un valle hondo. De este modo se bate enérgicamente el aire y se emiten ondas sonoras de la misma frecuencia que las ondas en la cuerda.

Con otras configuraciones de interferencia resultan sonidos de mayor frecuencia. La configuración más sencilla siguiente, o segundo armónico, se forma si la longitud de las ondas es igual a la longitud de la cuerda. Posee tres nodos (en los extremos y en el centro) y dos vientres. En este caso, aunque las ondas viajen por la cuerda, en el centro se interfieren siempre destructivamente y, por tanto, entre ambos vientres se alternan las interferencias destructivas y constructivas. La frecuencia del sonido que genera la cuerda es la misma que las ondas que hay en ella, la cual es doble que la fundamental.

Así, en la cuerda podemos descubrir más resonancias considerando longitudes de onda más cortas (y frecuencias más altas). Los valores de estas frecuencias se ajustan a la secuencia matemáticamente ordenada conocida por serie armónica: cada frecuencia es un múltiplo entero de la fundamental. Por ejemplo, el tercer armónico (tres vientres y cuatro nodos) tiene una frecuencia triple que la fundamental. Y el cuarto armónico (cuatro vientres y cinco nodos) posee una frecuencia cuádruple que la fundamental. Al pulsar una cuerda, se excitan la fundamental y algunos armónicos superiores porque ese punteo genera en la cuerda ondas de las longitudes de onda adecuadas. Genera asimismo ondas de longitudes de onda inadecuadas, las cuales no logran mover la cuerda de una manera signifi-

cativa; por cuya razón, nuestros oídos no la perciben.

Habitualmente sólo los armónicos más bajos son lo bastante intensos para ser oídos; ahora bien, dependerá en parte de dónde se puntee la cuerda para saber cuáles se excitarán. Supongamos, por ejemplo, que pulsamos en el centro. Seguro que se excita entonces la frecuencia fundamental: en ese punto tiene un vientre. Sin embargo, el segundo armónico no se excitará porque exige un nodo exactamente donde forzamos la vibración al puntear. Y estarán también ausentes todos los armónicos que requieran un nodo en el centro. Los demás armónicos se excitarán, unos (como el fundamental) fuertemente y otros débilmente.

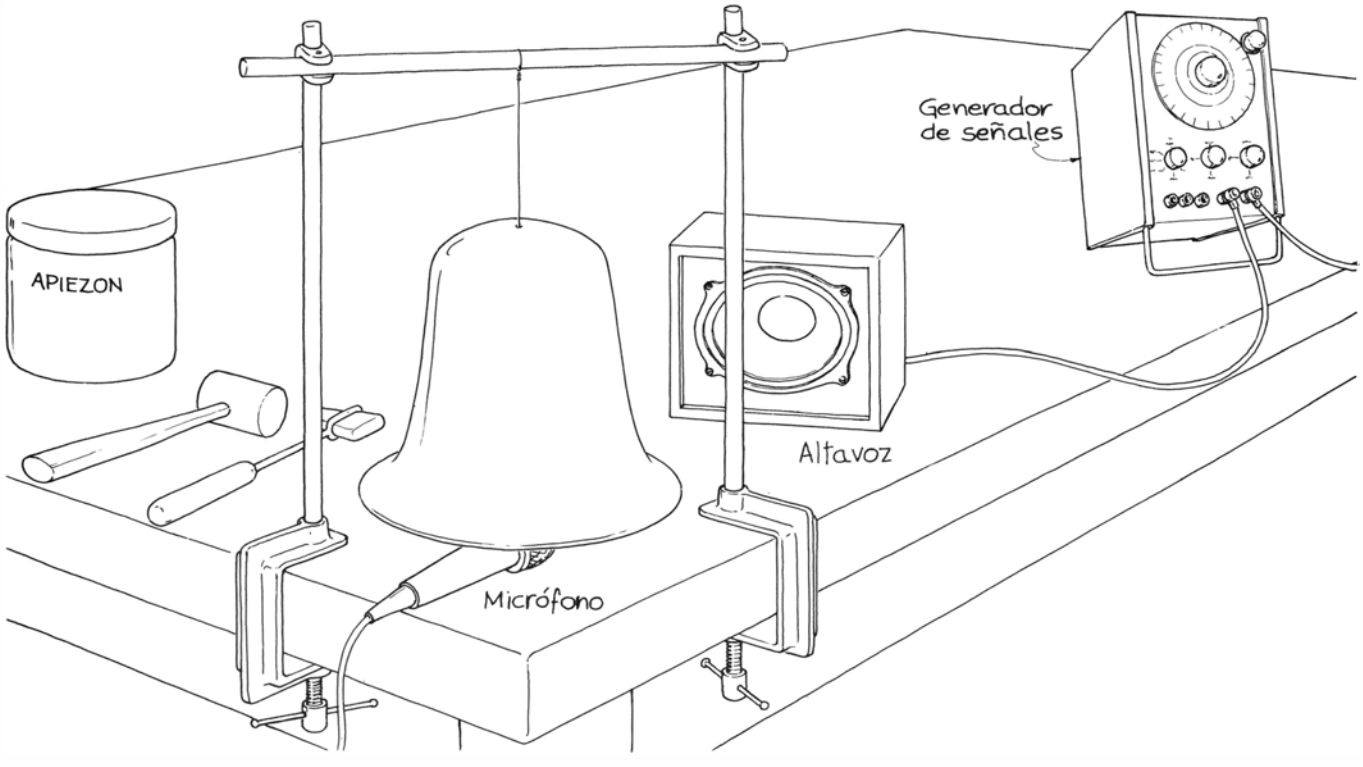
Este modelo de cuerda vibrante al que me he referido es una idealización. En las cuerdas reales las frecuencias de resonancia superiores no son múltiplos exactamente enteros de la frecuencia fundamental. El término armónico se reserva a las frecuencias que encajan exactamente en la secuencia. Para describir las resonancias que no se adaptan a ésta se emplea el término "parcial". Por tanto, cuando se puntea una cuerda se excitan el fundamental y varios parciales. Parte de la sonoridad de un instrumento de cuerda puede depender de la cuantía en que los parciales difieren de los armónicos ideales.

El repicar de una campana es similar a la pulsación de una cuerda tensa. Se crean ondas vibratorias que recorren el instrumento interfiriéndose entre sí. Las longitudes de onda de la mayoría de tales ondas no son adecuadas para crear una configuración repetitiva e intensa de vibraciones. Pero las pocas dotadas de una longitud de onda resonante interfieren y hacen que en la campana se generen configuraciones vibratorias repetitivas. La campana, al batir el aire, genera ondas sonoras de las mismas frecuencias que las ondas vibratorias.

Esas frecuencias de resonancia no forman una serie armónica y, por tanto, son parciales. Pese a ello, según Benade y otros, un observador podría pensar que la campana ha emitido una serie armónica. Ante una serie puramente armónica producida por un generador de sonido, un oyente percibirá únicamente la frecuencia fundamental. De hecho, el cerebro examina los armónicos, selecciona el fundamental y lo reconoce. Esta asignación es fácil cuando se presenta un conjunto de armónicos completo, los cinco primeros por ejemplo. Supongamos, empero, que falte uno de éstos. La asignación sigue efectuándose, aunque el armónico ausente sea el propio fundamental. El cerebro se las arregla para comparar los sonidos, discernir que son parte de una serie armónica y, más aún, percibir el tono fundamental.

Supongamos un oyente ante unos sonidos que no formen una serie armónica. En este caso puede percibirlos de varias maneras. Si el cerebro deduce que se ajustan aproximadamente a una serie armónica, forzará al oyente a percibir el fundamental aunque éste no se cuente entre los sonidos. Otra posibilidad es que el cerebro utilice la mayoría de ellos para adaptarlos lo mejor que pueda a una serie armónica y deje aparte uno o más. Entonces, el oyente puede verse obligado a percibir simultáneamente el fundamental ausente y los parciales que hayan quedado fuera del mejor ajuste. Esta estimación de la frecuencia fundamental percibida plantea un problema. Corrientemente se comete un error de una octava. Por ejemplo, el do central de un piano (do-4) tiene una frecuencia de 261,6 hertz, pero un oyente quizá lo interprete situado una octava más arriba, o sea, como un do-5, cuya frecuencia es doble que la del do central.

Este análisis e interpretación son válidos para los sonidos emitidos por una campana. Los sonidos no armónicos que genera ésta puede forzarlos el cerebro a encajar lo mejor posible en una serie armónica. En la realidad, podría percibirse el tono fundamental de ésta aunque no hubiera tal en el sonido. Lo



1. Montaje para estudiar las resonancias de una campana de barco

que es más, la asignación de una frecuencia al fundamental percibido podría adolecer de un error de una octava (o sea, del doble). Si algunos de los parciales no se encajan en el mejor ajuste, el oyente puede oírlos acompañando al fundamental.

Las campanas afinadas se diseñan de modo que generen las configuraciones de frecuencias y vibraciones representadas en la figura 3. La frecuencia más baja (la persistente) se llama nota sorda. La frecuencia más alta siguiente, llamada la fundamental o principal, es doble que la nota sorda. (Para evitar confusiones con la resonancia en cuerdas a esta frecuencia la llamaré principal y no fundamental.) Los varios parciales que siguen están referidos al principal. La tercera nota es una tercera menor de la principal, es decir, su frecuencia es 1,2 veces la de ésta. La nota siguiente es una quinta de la principal (factor 1,5). La nota llamada octava tiene una frecuencia doble que la principal. La denominada tercera aguda la tiene dos veces y media. En la ilustración se presentan asimismo otros dos parciales de una campana afinada.

Cuando se tañe una campana afinada, se excitan la nota sorda y algunos de los demás parciales. A cada uno de éstos hay asociada una configuración determinada de nodos y vientres de vibración. Las líneas de puntos nodales (sin vibración) voy a llamarlas meridianos, si recorren la campana de arriba abajo, y paralelos si la circundan. La nota sorda tiene dos meridianos nodales a lo largo de los cuales no vibra la campana. (Esta configuración se indica en la ilustración mediante un círculo que representa una vista en planta de la campana.) Equidistante entre ambas líneas nodales se encuentran los vientres de la vibración. Como al golpear la campana se obliga a ésta a vibrar en el punto del impacto, una de las líneas ventrales de la nota sorda debe pasar por ese punto. Las ondas de vibración que recorren la campana establecen el resto de la configuración. Por ejemplo, a 45 grados de longitud a cada lado del impacto aparecen líneas nodales.

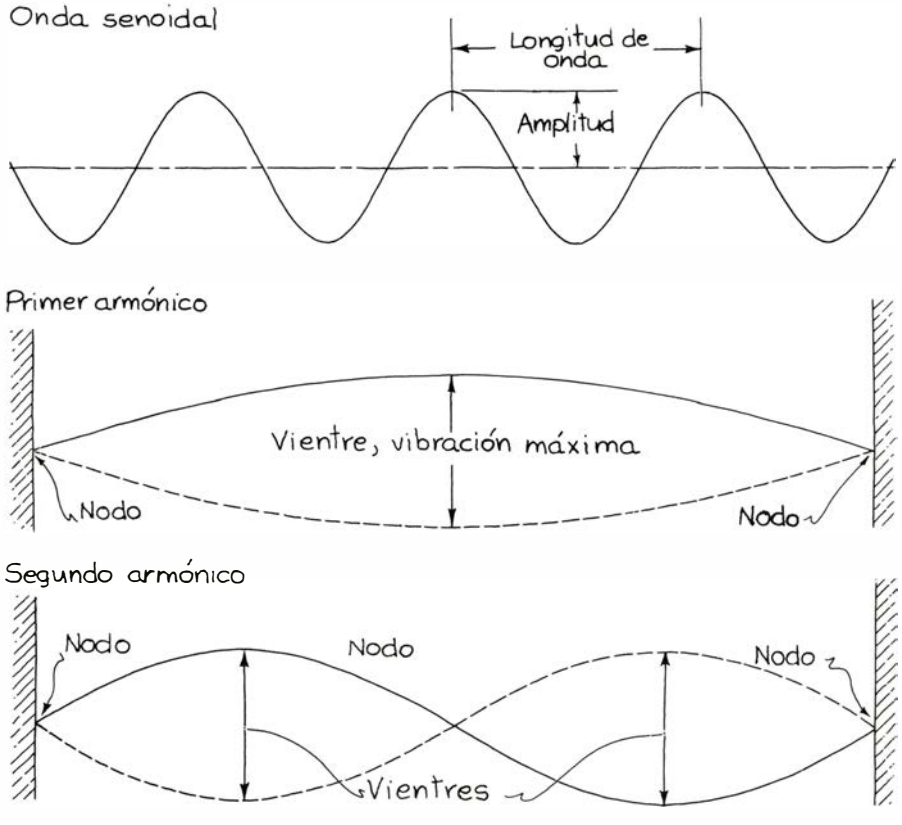
La configuración vibratoria de la frecuencia principal es similar, salvo por un paralelo nodal. Así, cuando se excita esta frecuencia, aparecen dos líneas nodales que recorren la campana de arriba abajo y, además, otra que la rodea. La posición de ésta depende de la distribución de masa del instrumento. En la figura 3 se muestra también las configuraciones vibratorias de los otros parciales. En todos los casos la ubicación de los paralelos nodales la he hecho sólo aproximadamente.

Estas configuraciones pueden designarse de acuerdo con el número de meridianos y paralelos nodales que contengan. Por ejemplo, la correspondiente a la nota sorda recibe el nombre de modo (2,0) e indica la existencia de dos meridianos nodales y la ausencia de paralelos. La designación tanto de la tercera menor como de la quinta es (3,1). Aunque estas dos configuraciones tienen los mismos tipos de líneas nodales, difieren en sus paralelos nodales y en las frecuencias de las ondas responsables de las configuraciones. Ninguna campana puede vibrar en el modo (1,0), ni en ningún modo carente de meridianos nodales, pues ello requeriría que oscilase el tamaño de la panza; las campanas son excesivamente robustas para permitir tales alargamientos y contracciones del telar.

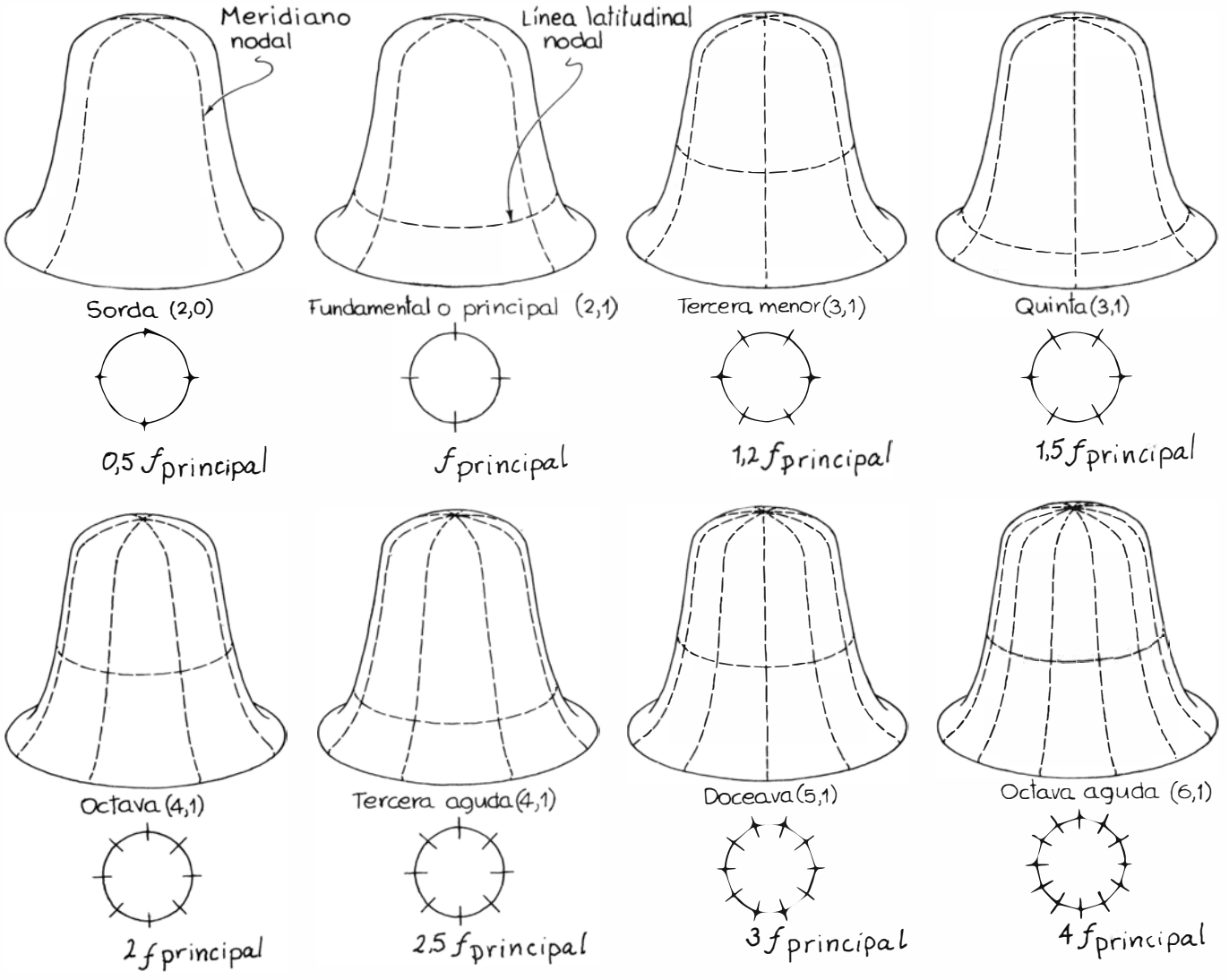
Las relaciones entre frecuencias que les he expuesto son válidas sólo para las campanas afinadas. Estos instrumentos son musicalmente agradables merced a tales relaciones. Cuando un oyente escucha los sonidos de una campana, puede encajarlos en una serie armónica compuesta de la frecuencia principal, la octava y las parciales que sean el triple y el cuádruple de la principal. Entonces, el oyente percibirá probablemente la principal cual si fuera la fundamental de la serie. La nota sorda y las demás frecuencias que hayan quedado fuera de la serie las puede percibir separadas de la principal.

Otra posibilidad es que el oyente opte inconscientemente por una serie armónica de la nota sorda y los parciales múltiplos enteros de esa frecuencia. Entonces la campana parecería repicar en la nota sorda y también, quizás, en la tercera menor (que queda fuera de la serie). Si se pidiera al oyente que estimase la frecuencia, podría responder con la de la nota sorda o caer en el error de la octava y dar la frecuencia principal. Aunque lo que se oye y la frecuencia asignada al sonido son producto de un proceso inconsciente, resulta difícil predecir el resultado.

Con una campana no afinada, la predicción es aún más difícil. Wood y yo hemos examinado una campana de barco evidentemente desafinada con una panza de 25 centímetros de diámetro. Se trataba de un instrumento de bronce suspendido de un travesaño horizontal sujeto, a su vez, a unos soportes de mesa. Le habíamos quitado el badajo. Para hacerla sonar la golpeamos con martillos dotados de cabeza de plástico duro, caucho duro y acero. El golpe más blando dado con la cabeza de caucho generó principalmente las



2. Ondas en una cuerda

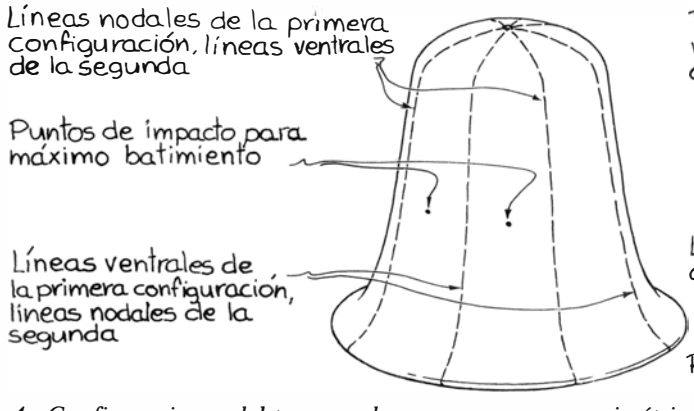


3. Líneas nodales en una campana

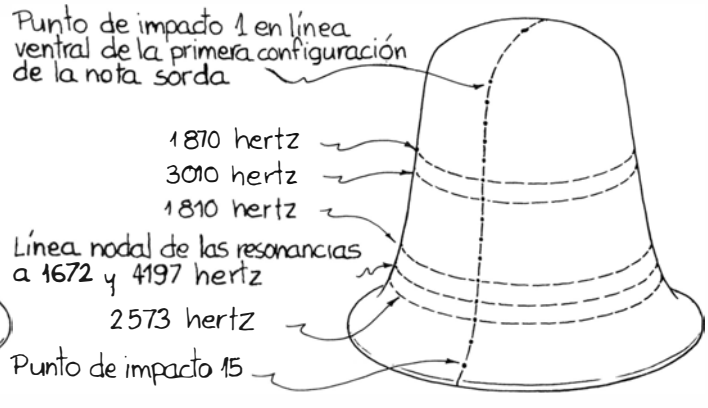
frecuencias más bajas; el más fuerte, con la cabeza de acero, generaba además las frecuencias más altas. Bajo la panza instalamos un micrófono conectado a un ordenador programado por Wood para separar las frecuencias del sonido y desplegarlas en una pantalla con sus amplitudes relativas. El ordenador podía producir también una gráfica de las frecuencias. El análisis lo limitamos a frecuencias inferiores a 5000 hertz.

Un golpe aproximadamente en el centro de la campana producía una nota sorda con un batimiento marcado, o trino. El ordenador reveló que la nota sorda se dividía en dos frecuencias de 811 y 819,9 hertz. Lo que nosotros oíamos eran esas frecuencias y la interferencia de una con la otra. Periódicamente los dos sonidos llegaban a nuestros oídos de modo que se reforzaban entre ellos. En el ínterin llegaban contrarrestándose (o casi). Así oíamos las frecuencias verdaderas y, además, un sonido extra (la media de ambas notas sordas) cuya intensidad variaba con una rapidez igual a la diferencia entre las frecuencias verdaderas.

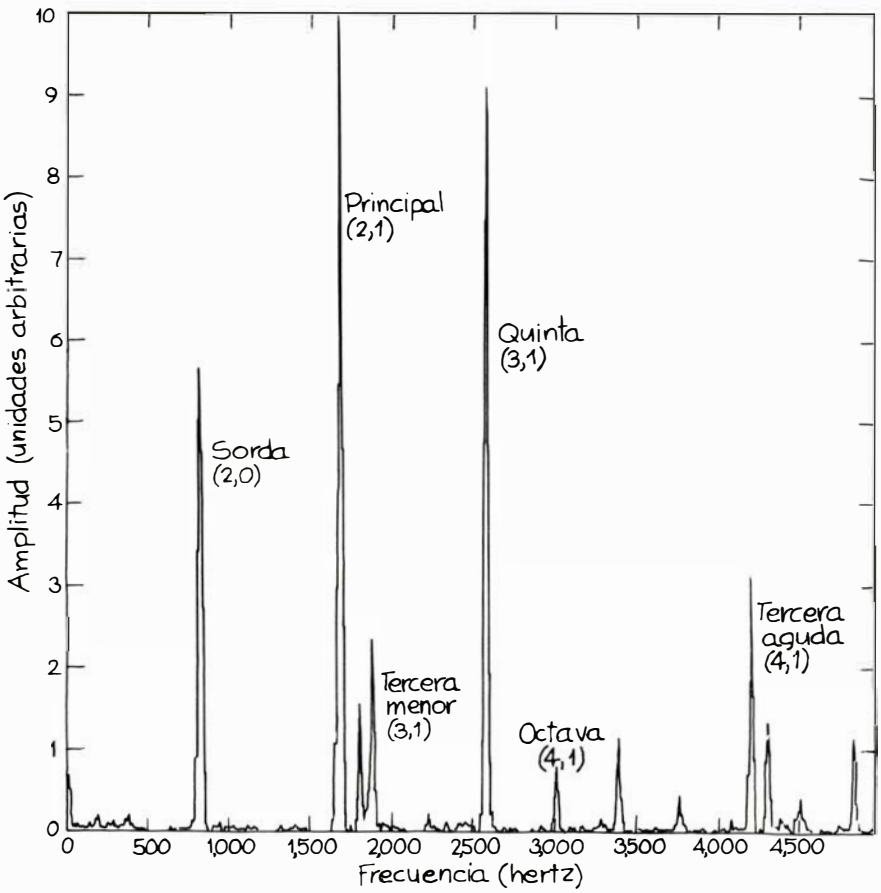
Estos batimientos en el comporta-



4. Configuraciones del tono sordo en una campana asimétrica



5. Paralelos nodales de una campana



6. Frecuencias de resonancia en el punto 8

miento de las campanas los había explicado Lord Rayleigh en función de la distribución de masa en torno al cuerpo del instrumento. Supongamos que la distribución de masa sea perfectamente simétrica. En ese caso, al golpear la campana en cualquier punto se excitará la nota sorda. En el punto de impacto habrá automáticamente un vientre y el resto de la configuración lo determinará la posición de ese punto. Golpeando en otro punto resultará la misma configuración, aunque desplazada de modo que el punto de impacto siga siendo un vientre. E independientemente de la posición de éste, para la nota sorda se generará la misma frecuencia.

Si la distribución de masa es asimétrica, se rompe la simetría de la configuración de vibraciones. Entonces podrán existir dos configuraciones para la nota sorda, una de ellas desplazaba 45 grados en latitud con respecto a la otra. De aquí que las líneas nodales de una configuración coincida con las líneas ventrales de la otra. Estas configuraciones vibran con frecuencias distintas. Y si éstas son suficientemente próximas, pueden producir batimientos una contra otra cuando se excitan las dos configuraciones.

En una campana asimétrica las líneas nodales y ventrales permanecen fijas. Por ello, al golpear una campana en un punto puede que únicamente se excite una configuración y que, al golpear en otro, se excite la otra configuración. Y aun habrá puntos en los que podrían excitarse ambas configuraciones. Si se excita sólo una, se emitirá su frecuencia únicamente. Cuando se exciten las dos por igual, se emitirán ambas con la misma intensidad y los batimientos resultantes de su interferencia se notarán muchísimo.

Wood y yo nos propusimos determinar las líneas nodales y ventrales correspondientes a la configuración de cada nota sorda. A lo largo de un paralelo situado hacia el centro de la mitad superior de la campana tanteamos punto a punto. En uno de ellos sólo oímos una nota sorda aislada, sin batimientos. Adscribimos este punto a la línea ventral de la primera nota sorda. Como se encontraba en la línea nodal de la segunda configuración, sólo se había excitado la primera. Según el ordenador, la frecuencia era de 819,9 hertz.

Conforme avanzamos a lo largo del paralelo aparecieron batimientos, lo que nos indicaba que se excitaban ambas configuraciones. Golpeando más adelante todavía nos encontramos con menos batimiento y, al final, de nuevo un tono puro de la nota sorda, esta vez con una frecuencia de 811 hertz. En este punto se excitaba sólo la segunda configuración, pues el mismo se encontraba en una línea ventral de esa segunda configuración y en una nodal de la primera. Proseguimos así circunvalando la campana y señalando los puntos de tono puro y batimiento máximo. De ese modo comprobamos que las dos configuraciones de las notas sordas se hallaban desplazadas 45 grados una con respecto a la otra.

Wood y yo razonamos entonces que podríamos alterar las frecuencias de las notas sordas añadiendo masa a la campana. Para ello adherimos pasta de sellar Apiezon (la arcilla de modelar serviría igualmente) al telar del instrumento en un punto perteneciente a una línea ventral de la segunda configuración. Imaginábamos que si golpeábamos para excitar sólo la segunda configuración, la masa añadida retrasaría la vibración y decrecería su frecuencia. Y así fue, la frecuencia bajó de 811 a 808,4 hertz. Por otra parte, como la masa la habíamos puesto en una línea nodal de la primera configuración, no debería alterar la frecuencia de ésta. En efecto, al golpear en el punto que había de excitar únicamente la primera configuración, la frecuencia resultó ser aproximadamente la misma.

Retiramos la pasta de sellar e investigamos, empezando por arriba, a lo largo de un meridiano nodal coincidente con una línea ventral de la primera configuración. Desde arriba marcamos 15 puntos separados unos trece milímetros, con el propósito de buscar los meridianos nodales de los parciales superiores. Nos preguntábamos especialmente si la secuencia de frecuencias y configuraciones vibratorias se ordenarían del mismo modo que en una campana afinada.

A medida que golpeábamos la campana, costado abajo, la frecuencia de resonancia de 1672 hertz permaneció intensa, salvo en el duodécimo punto, donde, evidentemente, se presentaba un paralelo nodal. La frecuencia de resonancia de 1810 hertz presentó una ancha franja nodal meridiana que abarcaba regiones comprendidas entre los puntos séptimo y duodécimo, desapareciendo del todo en el undécimo. La resonancia de 1870 hertz presentó una franja nodal meridiana extensa centrada en el punto sexto. La resonancia a 2573 hertz resultó fuerte en los puntos más altos, para cobrar su máxima intensidad en el punto décimo y casi de-

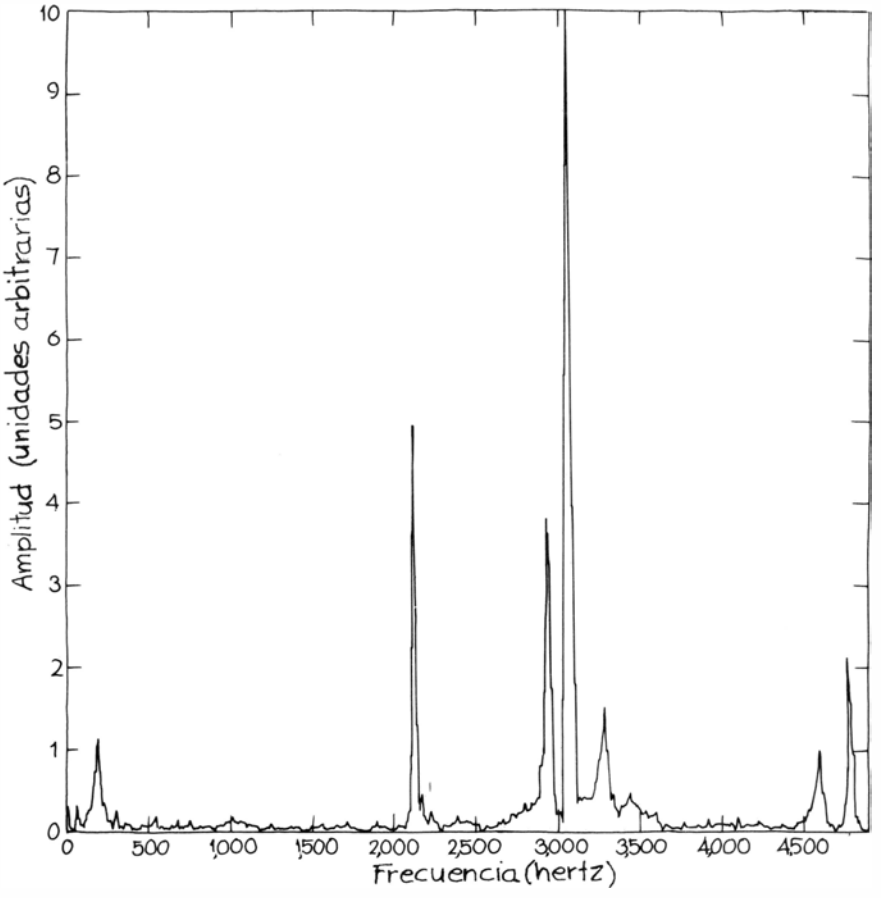
saparecer, después, junto al telar de la campana. La resonancia a 3010 hertz mostró una zona nodal meridiana estrecha en el punto séptimo. La resonancia de 4197 hertz se desvanecía por completo en el punto duodécimo.

Con estos datos intentamos relacionar las frecuencias de resonancia con las configuraciones vibratorias. Las notas sordas estaban ya establecidas en 811 y 820 hertz. Por dos razones nos imaginamos que la frecuencia principal era de 1672 hertz. Esa frecuencia venía a doblar la frecuencia de la nota sorda, lo que sería cierto en el caso de una campana afinada. Por otra parte, además, esa frecuencia tiene un nodo paralelo que pasa por el punto décimo, posición muy adecuada para la principal.

Costaba más identificar las otras frecuencias de resonancia; ninguna de ellas caía en la secuencia matemática de una campana afinada. Para identificar esta configuración hay dos condiciones. Primero, la frecuencia de resonancia debe estar a menos de dos o tres centenares de hertz de los valores predichos (entonados) respecto a la principal. Segundo, la configuración debe poseer un nodo meridiano adecuado. Con estas condiciones las configuraciones correspondientes a las resonancias de 1870, 2573, 3010 y 4197 hertz se asemejan a las configuraciones llamadas, respectivamente, tercera menor, quinta, octava y tercera aguda.

Pueden descubrirse más pistas golpeando alrededor de un meridiano y contando el número de nodos y vientres para cada frecuencia de resonancia. La asimetría en la masa de la campana debe dividir cada frecuencia de resonancia, pero el poder separador de nuestro dispositivo de ordenador resultó evidentemente insuficiente para definir las escisiones. Aun con todo, la asimetría fija las distribuciones de los nodos de cada resonancia, por lo que pueden buscarse las configuraciones a lo largo de un meridiano al igual que lo hicimos para la nota sorda. No investigamos esos datos adicionales y nos dimos por satisfechos comprobando que la campana estaba esencialmente desafinada.

Wood intentó identificar de dos maneras la nota de conjunto del instrumento. En un ensayo localizó la nota de la campana con una escala musical generada eléctricamente. La mejor igualación la encontró ligeramente por encima del sol-5. (La nota tónica del piano está en 784 hertz). Luego probó con un generador de señales. Aquí la mejor igualación la consiguió a los 819 hertz. Evidentemente, lo que él (y yo) oíamos procedente de la campana estaba muy cerca de la nota sorda. Acaso las resonancias a 820, 1672, 2573, 3010 y 4197 hertz se ajustan lo bastante ceñidamente a una serie armónica para hacernos caer en esa identificación. Si tal es el caso, la fundamental de la serie estaría próxima a la frecuencia de la nota sorda. Sin embargo, las frecuencias más altas podrían desaparecer con tal rapidez que sólo pueda oírse y reconocerse la nota sorda.



7. Frecuencias de resonancia de una campana de cristal

Wood y yo examinamos asimismo las frecuencias (hasta los 5000 hertz) emitidas por cuatro de las campanillas de Marshall. No imaginamos que ninguna de ellas estuviera afinada, aunque sus notas sordas se distinguían perfectamente. Una de ellas, de vidrio plomizo soplado procedente de Portugal, sonaba muy agradablemente pero con un asombroso número de frecuencias. La segunda era un cencerro suizo muy poco melodioso. La tercera consistía en un instrumento de plata de ley con una gran cantidad de frecuencias. La última era una campanilla de oraciones budista de frecuencias altas. De ésta pudimos determinar la frecuencia de la nota sorda, pero no logramos identificar las frecuencias más altas con ninguna configuración vibratoria.

A quien le interese estudiar la resonancia de las campanas le sugiero que emplee un ordenador personal para analizar el espectro de frecuencias. Muchas marcas de ordenadores venden programas para ello. Un procedimiento de abordar el tema más dificultoso es el que siguen los fabricantes de campanas. Estos buscan las frecuencias de resonancia localizando al oído los batimientos entre el sonido del instrumento y un tono que ellos producen, bien por canto o a través de un instrumento afinado.

La tarea se simplifica barriendo lentamente una gama de frecuencias con un generador de señales. Entonces se presta atención al sonido procedente de un altavoz conectado al generador, a la vez que se repica la campana. Cuando la frecuencia del generador se acerca a una de la campana se oirán batimientos. Entonces podrán eliminarse algunas frecuencias de resonancia golpeando la campana a lo largo de sus paralelos nodales. Si la distribución de la masa es asimétrica, podrán eliminarse también algunas frecuencias golpeando a lo largo de meridianos nodales. De este modo podrá desentrañarse qué frecuencias y qué configuraciones vibratorias caracterizan al instrumento.

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

RECONSTRUCCION DEL AMBIENTE A TRAVES DE LOS GRANOS DE POLEN

CONTRIBUIÇAO À PALINOLOGÍA DOS CERRADOS. M. L. Salgado-Labouriau. Editado por la Academia Brasileira de Ciencias; Brasil, 1973.

AN ILLUSTRATED GUIDE TO POLLEN ANALYSIS. P. D. Moore y J. A. Webb. Hodder & Stroughton; Londres, 1978.

THE EQUATORIAL RAIN FOREST: A GEOLOGICAL HISTORY. J. Flenley. Butterworths; Sidney, 1979.

EL MEDIO AMBIENTE PARAMO. M. L. Salgado-Labouriau. Ediciones del Centro de Estudios Avanzados del IVIC; Venezuela, 1979.

LATE QUATERNARY ENVIRONMENTAL HISTORY OF LAKE VALENCIA, VENEZUELA. J. Platt Bradbury, B. Leyden, M. Salgado-Labouriau, W. M. Lewis, Jr., C. Schubert, M. W. Binford, D. G. Frey, D. R. Whitead y F. H. Weibezahn en *Science*, vol. 214, n.º 4527, págs. 1299-1305; 18 de diciembre de 1981.

VOLCANES SUBMARINOS

BIRTH OF AN OCEAN: THE CREST OF THE EAST PACIFIC RISE. Jean Francheteau, Thierry Juteau, David Needham y Claude Rangin. Centre National pour l'Exploitation des Océans; 1980.

ABUNDANCES, DISTRIBUTION AND SIZE OF VOLCANOES IN THE PACIFIC OCEAN AND IMPLICATIONS FOR THE ORIGIN OF NON-HOTSPOT VOLCANOES. Rodey Batiza en *Earth and Planetary Science Letters*, vol. 60, n.º 2, págs. 195-206; septiembre, 1982.

THE DISTRIBUTION OF INTRAPLATE VOLCANISM IN THE PACIFIC OCEAN BASIN: A SPECTRAL APPROACH. N. M. Ribe y A. B. Watts en *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, vol. 71, n.º 2, págs. 333-362; noviembre, 1982.

INMUNOTOXINAS

ANTIBODY CARRIERS OF DRUGS AND TOXINS IN TUMOR THERAPY. *Immunological Reviews*, vol. 62; 1982.

CHIMERIC TOXINS. Sjur Olsnes y Alexander Pihl en *Pharmacology and Therapeutics*, vol. 15, n.º 3, págs. 355-381, 1982.

NUCLEOTIDE SEQUENCE OF THE STRUCTURAL GENE FOR DIPHTERIA TOXIN CARRIED BY CORYNEBACTERIOPHAGE β. Lawrence Greenfield, Michael J. Bjorn, Glenn Horn, Darlene Fong, Gregory A. Buck, R. John Collier y Donald A. Kaplan en *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, vol. 80, n.º 22, págs. 6853-6857; noviembre, 1983.

FORMA Y FUNCION EN LA LOCOMOCION DE LOS PECES

MATHEMATICAL BIOFLUID DYNAMICS. M. J. Lighthill. Society for Industrial and Applied Mathematics; 1975.

A COMPARATIVE MECHANOPHYSIOLOGICAL STUDY OF FISH LOCOMOTION WITH IMPLICATIONS FOR TUNA-LIKE SWIMMING MODE. T. Y. Wu y G. T. Yates en *The Physiological Ecology of the Tunas*, dirigido por Gary D. Sharp y Andrew E. Dizon. Academic Press, 1978.

FISH BIOMECHANICS. Paul W. Webb y Daniel Weihs. Praeger Publishers, 1983.

ESTRELLAS SIMBIOTICAS

SYMBIOTIC STARS—A BINARY MODEL WITH SUPER-CRITICAL ACCRETION. G. T. Bath en *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, volumen 178, n.º 1, págs. 203-217; enero, 1977.

IUE OBSERVATIONS OF SYMBIOTIC STARS. M. Hack en *Advances in Ultraviolet Astronomy—Four Years of IUE Research*, dirigido por Y. Kondo, J. M. Mead y R. D. Chapman, NASA Conference Proceedings n.º 2238; 1982.

THE NATURE OF SYMBIOTIC STARS: PROCEEDINGS OF THE IAU COLLOQUIUM N.º 70, HELD AT THE OBSERVATOIRE DE HAUTE PROVENCE. Dirigido por Michael Friedjung y Roberto Viotti. D. Reidel, Publishing Co., 1982.

THE PECULIAR VARIABLE STAR R AQUARII AND ITS JET. Minas Kafatos y Andrew G. Michalitsianos en *Nature*, vol. 298, n.º 5874, págs. 540-542; 5 de agosto de 1982.

TRATAMIENTO DE TEXTOS PLURILINGÜES

WRITING SYSTEMS OF THE WORLD. Akira Nakanishi. Charles E. Tuttle, 1980.

A HISTORICAL STUDY OF TYPEWRITERS AND TYPING METHODS: FROM THE POSITION OF PLANNING JAPANESE PARALELS. Hisao Yamada en *Journal of Information Processing*, volumen 2, número 4, páginas 175-202; febrero, 1980.

MATEMATICA DE LAS VARIEDADES TRIDIMENSIONALES

THREE-DIMENSIONAL MANIFOLDS, KLEINAN GROUPS AND HYPERBOLIC GEOMETRY. William P. Thurston en *Bulletin (New Series) of the American Mathematical Society*, vol. 6, n.º 3, páginas 357-381; mayo, 1982.

RAICES MEDIEVALES DE LA REVOLUCION INDUSTRIAL

LE MOULIN A EAU: UNE REVOLUTION TECHNIQUE MEDIEVALE. B. Gille en *Techniques et civilisations*, vol. 3, páginas 1-15; 1954.

MAN AND WATER: A HISTORY OF HYDRO-TECHNOLOGY. Norman Smith. Peter Davies, Ltd., 1976.

THE MEDIEVAL MACHINE: THE INDUSTRIAL REVOLUTION OF THE MIDDLE AGES. Jean Gimpel. Holt, Rinehart and Winston, 1976.

STRONGER THAN A HUNDRED MEN: A HISTORY OF THE VERTICAL WATER WHEEL. Terry S. Reynolds. The Johns Hopkins University Press, 1983.

JUEGOS DE ORDENADOR

EXPERIMENTS IN ARTIFICIAL INTELLIGENCE FOR SMALL COMPUTERS. John Krutch. Howard W. Sams & Co., Inc., 1981.

COMPUTER GAMESMANSHIP. David Levy. Century Publishing, 1983.

TALLER Y LABORATORIO

VIBRATIONS OF PLATES. John William Strutt, Baron Rayleigh, en *The Theory of Sound: Vol. 1*. Dover Publications, Inc., 1945.

THE VIBRATIONS OF HAND BELLS, S. D. Kelby and R. P. Middleton en *Physics Education*, vol. 15, págs. 320-323; 1980.

Taller y laboratorio

Cavilaciones en torno a la caída de una hilera de fichas de dominó y de las reacciones en cadena

Jearl Walker

Lorne A. Whitehead, de Vancouver, Columbia Británica, propone una singular variante al proceso de derribo de una hilera de fichas de dominó. Consiste en emplear, en lugar de fichas del mismo tamaño, otras que sean cada una de ellas 1,5 veces mayor que la precedente. Así, en una fila de 13 fichas, un golpecito a la primera, que es diminuta, tumba sin dificultad a la última que es 64 veces mayor. Si Whitehead hubiera podido continuar aumentando el tamaño de las fichas en esa misma proporción, la trigésimosegunda habría tenido el tamaño de una de las torres gemelas del World Trade Center de Nueva York.

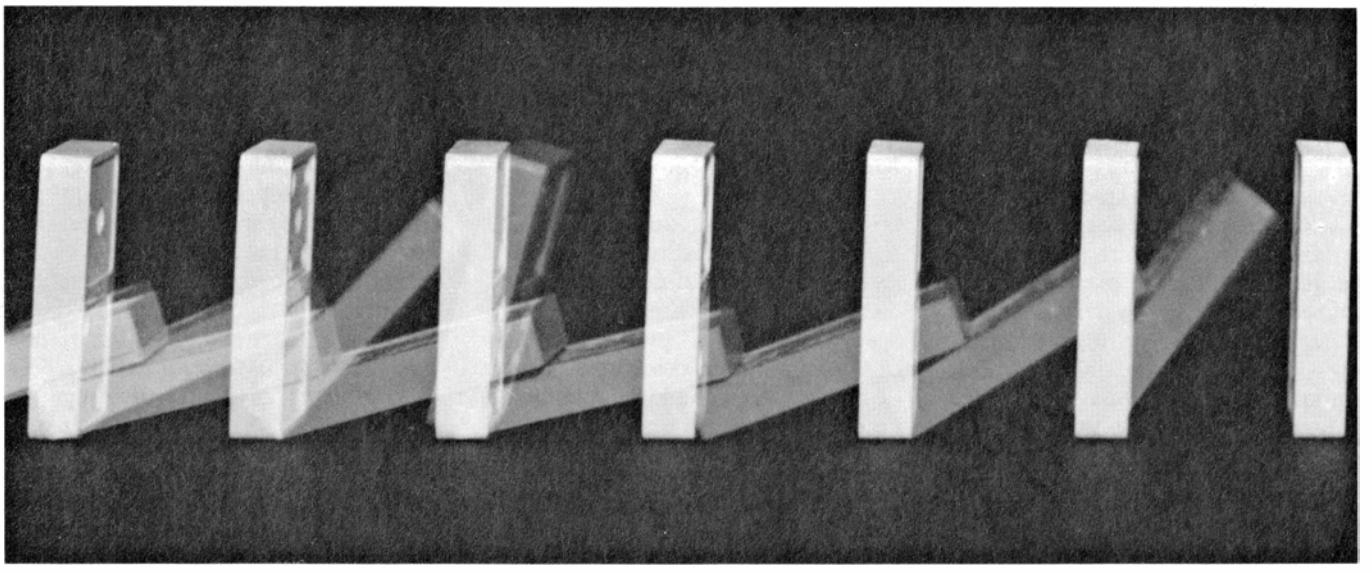
Para iniciarme en el tema comencé por examinar de qué modo vuelcan las fichas normales. Formé una hilera de cincuenta de ellas. Estando separadas un ancho de ficha, la reacción en cadena duró dos segundos. Con una separación mitad de la anterior, la reacción duró la mitad. Esa diferencia pude apreciarla al oído, merced a la secuencia de choques en ambos ensayos. La rapidez de la secuencia cambiaba, además, notablemente, una vez que la reacción pasaba por las cinco o seis primeras fichas; posiblemente porque en un primer período sólo estaban en movimiento unas pocas, mientras que, luego, en cada instante había más en proceso de caída.

Inmovilizando la acción con una instantánea o una luz estroboscópica conseguí observar la evolución de la reacción en cadena. Cuando la primera ficha del subgrupo en movimiento se encuentra cayendo hacia la siguiente, ésta todavía inmóvil, aquélla tiene a la precedente apoyada contra sí. Pero en el grupo en movimiento hay varias fichas más también apoyadas y cayendo. En su estudio teórico de la reacción en cadena, D. E. Shaw, de la Universidad de Villanova, halló que en cada instante había del orden de cinco fichas moviéndose.

Después examiné el ascenso y descenso de la reacción por una pendiente suave. Para ello hay que utilizar un plano poco inclinado; si no, sería imposible colocar las fichas de pie. Cuando la reacción debía subir por una pendiente de la inclinación adecuada, había que separar las fichas más que al hacer la experiencia en horizontal. Las reacciones pendiente abajo eran mucho más rápidas y salían bien para cualquier separación menor que la altura de una ficha. Se conseguía, asimismo, que la reacción superase un corto tramo de escalones poco altos, pero se desarrollaba con pesada lentitud.

Puede lograrse también que una cadena de fichas de dominó se divida en dos. Aquí, en la bifurcación, la última ficha de la cadena original cae sobre las primeras de las cadenas nuevas. Otra cosa que puede hacer una reacción en cadena es dar vueltas, lo que indica que no es necesario que una ficha golpee frontalmente a la siguiente.

Para entrar en la mecánica del vuelco de las fichas de dominó consideré una ficha convencional de altura h, anchura w y grueso d. ¿Qué factores responden de la estabilidad de una ficha puesta de pie? Si deseamos derribarla, ¿con qué fuerza golpearemos en una de las caras para que rote alrededor de un borde? ¿Por qué cuesta más derribar una ficha



1. Caída en cadena de fichas de dominó

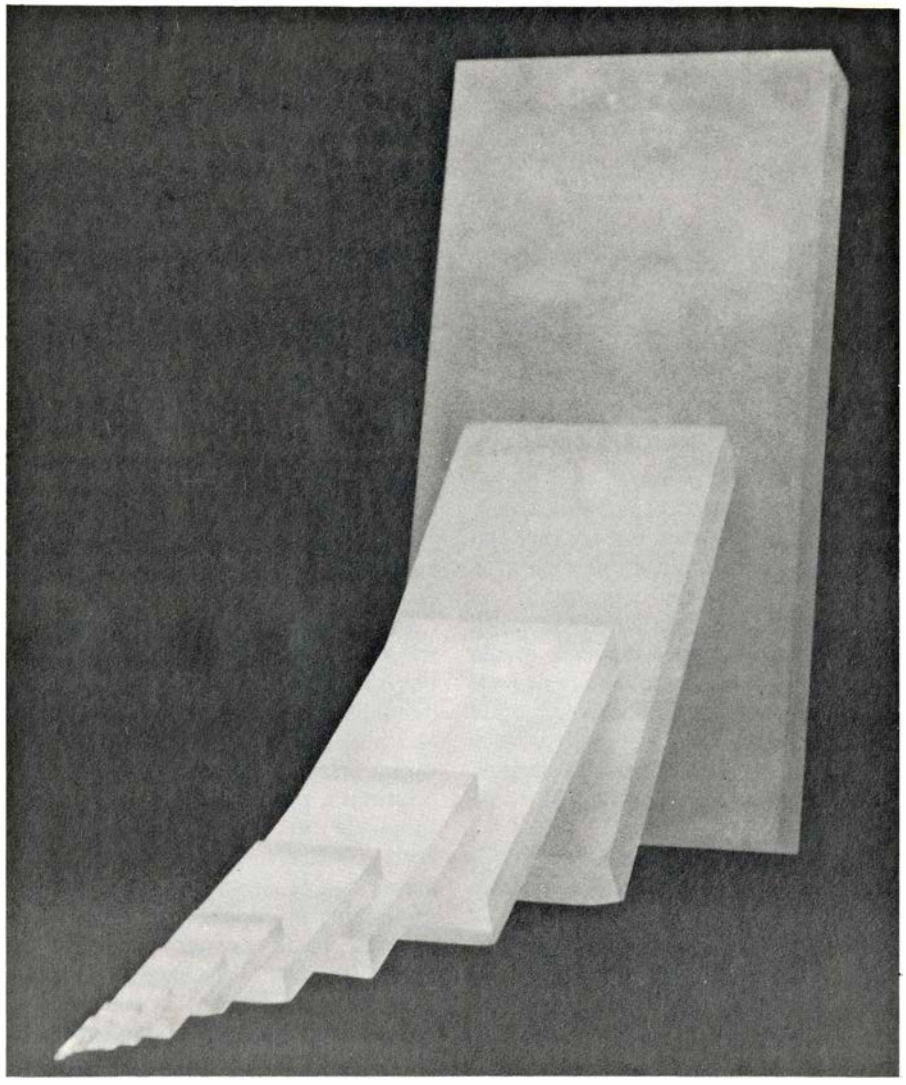
cuanto más gruesa es? ¿Por qué es imposible abatir en cadena una fila de cubos como los de los juegos infantiles?

Consideremos una ficha puesta de pie. La gravedad atrae hacia abajo todas las partículas que la componen. Un modo más sencillo de contemplar la situación es a través del concepto de centro de masa, que, en este caso, se halla en el centro geométrico de la ficha. Se dice entonces que toda la atracción gravitatoria (el peso de la ficha) actúa en ese punto. La ficha en pie es estable porque el vector que representa el peso apunta hacia el área de apoyo.

En principio es posible dar a la ficha otra posición estable inclinándola alrededor de una de las aristas inferiores hasta que el centro de masa se encuentre encima de esa arista. Entonces, aunque el peso sigue apuntando hacia la zona de apoyo, el equilibrio es precario: basta una pequeña fuerza para destruirlo y tumbar la ficha. Para derribar una pieza hay que golpearla de modo que se incline hasta más allá de esa posición de estabilidad precaria. (Partimos de la hipótesis de que el rozamiento con la mesa es suficiente para impedir que la ficha resbale. ¿Podría desarrollarse nuestra reacción en cadena sobre una mesa exenta de rozamiento?)

La ficha, al ladearse, pone en juego dos formas de energía. La energía cinética depende de la rapidez con que se inclina. La energía potencial depende de la altura del centro de masa sobre la mesa. Cuando golpeamos una ficha, le comunicamos energía cinética, pero ésta se convierte en energía potencial a la vez que el centro de masa se eleva. ¿Cuál es la energía mínima que podría comunicarse a una ficha para que rebase apenas la posición de estabilidad precaria? Inicialmente el centro de masa se encuentra a una altura $h/2$ sobre la mesa. Cuando ocupa la posición más alta durante la rotación, de la mesa la separa una distancia r (la existente entre el centro de la ficha y una de las aristas inferiores de la misma).

Si es m la masa de la ficha, el peso de ésta será mg (siendo g la aceleración de la gravedad). Su energía potencial en cualquier instante de la rotación es el producto del peso por la altura del centro de masa respecto a la mesa. Por ello, para elevar el centro de masa desde una altura $h/2$ hasta una altura r, hay que suministrar a la ficha una energía $mg(r-h/2)$. Si con el golpe le cedemos menos energía, la ficha no podrá rebasar la posición de estabilidad precaria y caerá hacia atrás, a su posición original. Si le cedemos más energía, la ficha volcará.



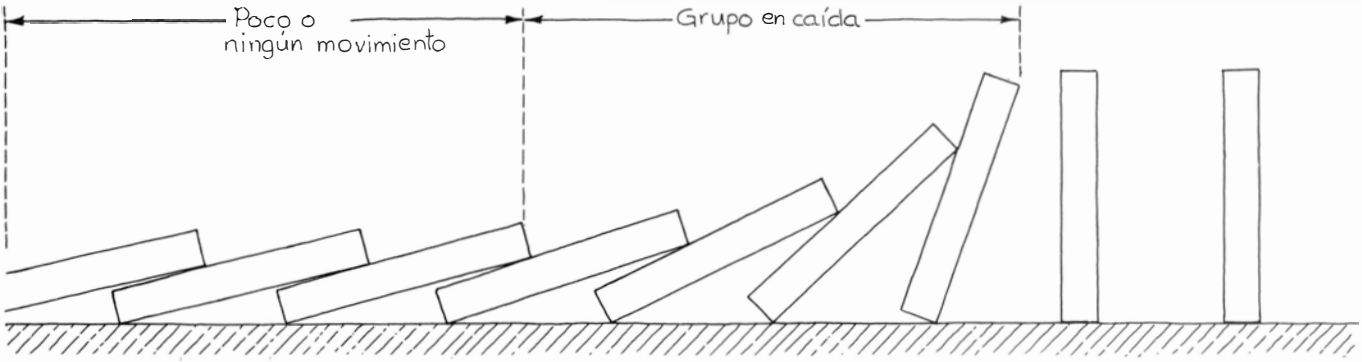
2. Variante de Lorne A. Whitehead con fichas de tamaño creciente

La clave de la inestabilidad de una ficha de dominó puesta de pie reside en su escaso grosor. Consideremos una ficha de altura y anchura determinadas. Si es delgada, r y el peso serán menores y hará falta poca energía para alzar el centro de masa hasta la posición de estabilidad precaria; bastará un leve golpecillo con el dedo. Pero si la ficha es más gruesa, todos los demás factores (r, el peso y la energía) serán mayores y con un pequeño golpe con el dedo no se le comunicará energía suficiente hasta el punto de derribarla.

La rotación de la pieza se debe al momento de giro creado por el golpe; el momento es el producto de esa fuerza por el brazo de palanca. En la figura 6 se indica cómo determinar el brazo de palanca. Se prolonga el vector representativo de la fuerza. Luego, desde la arista alrededor de la cual gira la ficha, se traza un segmento rectilíneo perpendicular a la prolongación de la fuerza. Ese segmento es el brazo de palanca. Para que se desarrolle un gran momento que haga rotar rápidamente a la ficha, hay que golpear alto en la cara de ésta y conseguir así un brazo de palanca grande.

Cuando la pieza gira, su peso crea otro momento que tiende a devolverla a su posición original. Para determinar el brazo de palanca de ese momento se prolonga el vector representativo del peso. Luego, desde la arista alrededor de la cual gira la ficha, se traza un segmento rectilíneo perpendicular a la prolongación del peso. Este segmento es el brazo de palanca asociado al peso de la ficha. Cuando ésta gira hacia arriba, tal brazo de palanca se acorta y disminuye el momento de giro desarrollado por el peso.

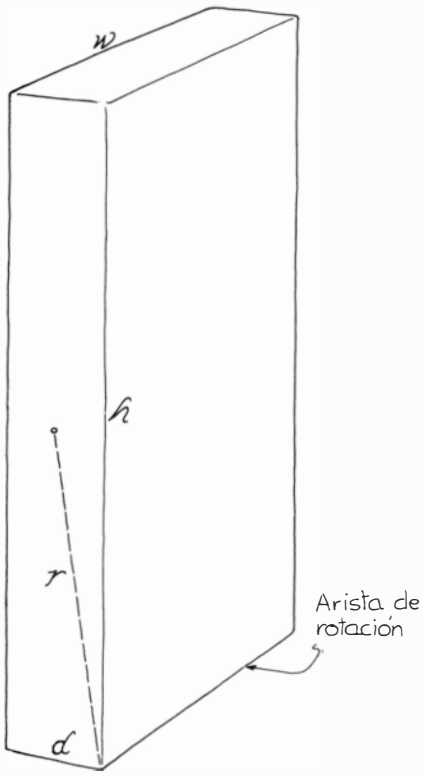
En la ilustración, el momento de la fuerza tiende a hacer rotar la ficha en



3. Reacción en cadena

sentido horario, mientras que el del peso actúa en sentido contrario. Como la fuerza actúa muy brevemente, su momento dura asimismo muy poco. Y durante la rotación subsiguiente el único momento actuante es el del peso. Para abatir la ficha, el momento que le apliquemos debe proporcionar una velocidad de rotación suficiente para que el momento del peso no pueda detener el movimiento antes de que el centro de masa haya pasado por la posición de estabilidad precaria.

Es muy poco probable que un golpecillo con el dedo pueda volcar un bloque de juego infantil. Esta pieza es gruesa y, por ello, el brazo de palanca inicial correspondiente al momento del peso es grande. Mas aún, su peso es



4. Símbolos empleados en los cálculos

considerablemente mayor que el de una pieza de dominó de la misma altura y anchura. Por ambas razones, el momento del peso se impone fácilmente al de la fuerza del golpe.

Pasé luego a la cuestión de cómo derribar una ficha de dominó de modo que colisione con una segunda. Obviamente, la distancia entre las dos fichas ha de ser inferior a su altura o no chocarán. ¿Hay una separación mínima? Si la primera pieza se golpea con fuerza suficiente, es seguro que la segunda caerá en tanto que la separación sea menor que la altura de ambas. Supongamos que el impulso que damos a la primera baste apenas para que la misma traspase la posición de estabilidad precaria. Entonces, la segunda sólo caerá si su separación de la primera es superior a una cierta distancia (llamémosla distancia mínima).

Mis experiencias las he realizado con fichas de dos tamaños. Uno de los juegos se componía de piezas de plástico corriente de 4,4 centímetros de altura, 2,2 centímetros de ancho y 0,7 centímetros de grueso. El otro juego lo componían grandes piezas de madera de 13,9 centímetros de altura, 7 centímetros de ancho y 1,9 centímetros de grueso. El ancho no influye salvo por su contribución al peso. El cociente altura/grueso, que sí influye, era casi el mismo en ambos juegos.

Con cinta adhesiva fijé a una mesa una hoja de lija fina y a ésta, con más cinta, acoplé una regla. La lija proporcionaba el rozamiento suficiente para que no resbalasen las fichas. Al borde de la regla adosé, de pie, dos fichas pequeñas. Dejando inalterada la posición de la segunda, me puse a variar la distancia entre una y otra, desplazando la primera. En cada prueba soltaba la primera ficha desde su posición de estabilidad precaria, prácticamente sin energía cinética. Para conferir a la ficha esa orientación la separación debía ser de 0,7 centímetros al menos. Para que la primera pieza tumbase a la segunda la separación debía ser al menos de 1,2 centímetros. Para cualquier separación comprendida entre 0,7 y 1,2 centímetros, la primera ficha acababa simplemente apoyada sobre la segunda que se mantenía de pie.

Con las fichas grandes los resultados fueron similares. Para soltar la primera desde su posición de estabilidad precaria la separación debía ser al menos de 1,9 centímetros. Para derribar la segunda la separación debía ser de 2,3 centímetros, al menos.

La distancia mínima la determina la energía. Abatirá la segunda pieza en el caso de que la colisión transmita una energía suficiente para que el centro de masa se eleve hasta la posición de estabilidad precaria. Esta energía crítica vale $mg(r-h/2)$. Imaginemos un choque ideal, en el que, en el momento del contacto, toda la energía de la primera pieza se transfiera a la segunda. ¿Qué recorrido hará la primera desde su posición más elevada para comunicar a la segunda una energía capaz de tumbarla? Respuesta: la primera pieza debe caer desde un punto situado a la misma altura hasta la que deba elevarse el centro de masa de la segunda. O sea, debe caer desde una altura de $(r-h/2)$.

Admitiendo que en el choque la cesión de energía sea total, esta condición define el valor de la distancia mínima entre las piezas. Cuando la separación sea demasiado pequeña, la primera ficha no podrá hacer un recorrido suficientemente largo para adquirir la energía necesaria. En estos casos, la segunda ficha rota levemente y, con un tambaleo, retorna a su posición inicial.

¿De qué modo influye la distancia mínima en el desarrollo de una reacción en cadena en una hilera de fichas de dominó? Supongamos que las piezas se hayan dispuesto tan cercanas entre sí que la primera no alcance su posición

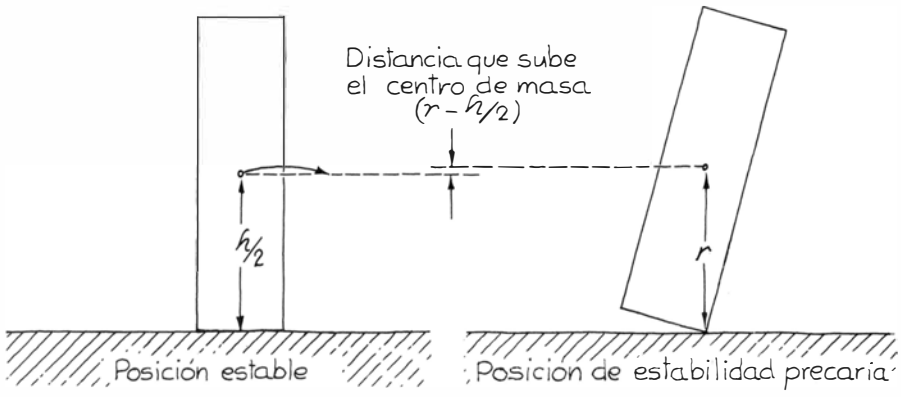
de estabilidad precaria sin topar con la siguiente. El golpe inicial tendrá que ser muy fuerte, pues deberá hacer que la cadena se incline toda de una vez.

Si las fichas están más separadas, pero mantienen una distancia inferior a la mínima, en la primera hará falta un buen golpe para dotarla de una energía cinética suficiente tras haber pasado por su posición de estabilidad precaria. Esa energía adicional se necesita porque la ficha no puede hacer una caída más larga antes de chocar con la siguiente. Así, la segunda volcará, no a causa de la energía de caída de la primera, sino a causa de la energía extra que le comunica el impacto.

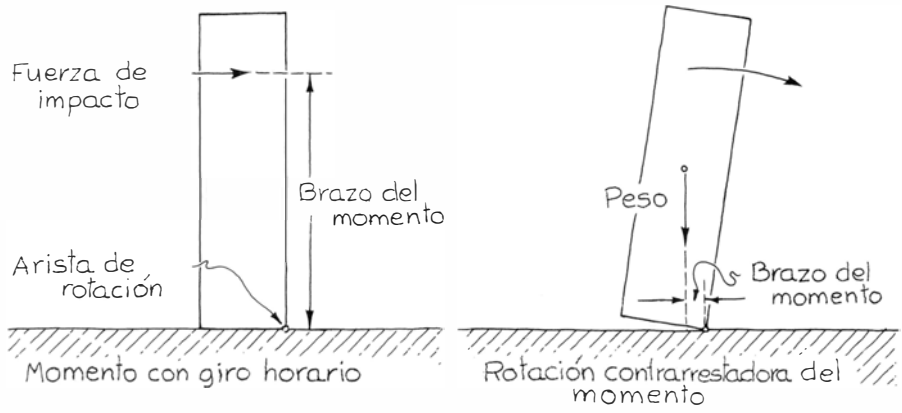
La distancia mínima importa cuando la primera pieza posee una energía suficiente para atravesar su posición de estabilidad precaria. Entonces, la segunda deberá superar la distancia mínima para que la primera pueda hacer un recorrido de caída suficiente. Sólo así podrá comunicarse a la segunda pieza una energía que alcance a tumbarla. Con un golpe flojo en la primera ficha puede iniciarse la reacción si todas ellas están separadas una distancia superior a la mínima e inferior a su altura. Si la separación es inferior a la distancia mínima, el golpe iniciador debe comunicar a la primera ficha una energía sustancialmente mayor para que se produzca la reacción en cadena.

Con mi ordenador personal calculé aproximadamente los valores de la distancia mínima para fichas de distintos tamaños. Partí de la hipótesis de que en la colisión se traspasa completamente la energía de cada ficha a la siguiente. Supuse además que, después, el desplome de la primera contribuía a empujar a la segunda hasta pasada su posición de estabilidad precaria. Para hallar la distancia mínima impuse que la primera pieza rebasase sin energía cinética su posición de estabilidad precaria. Para comunicar a la segunda una energía suficiente, el centro de masa de la primera debe estar a una altura de $h/2$.

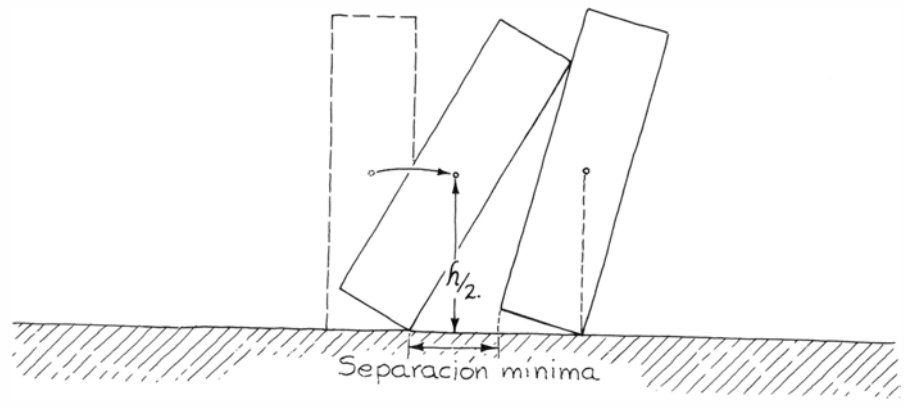
Según mis cálculos la distancia mínima para las piezas pequeñas debía ser de 0,7 centímetros y de 1,9 centímetros para las grandes. Estos valores resultaban menores que los experimentales, debido principalmente a que supuse una transmisión de energía perfecta. Pero, en una reacción en cadena real, parte de la energía se pierde por oscilación de las fichas y por rozamiento entre éstas cuando se tocan. Al lubricar las caras de las piezas, los valores experimentales de la distancia mínima disminuyeron, aunque levemente, lo cual



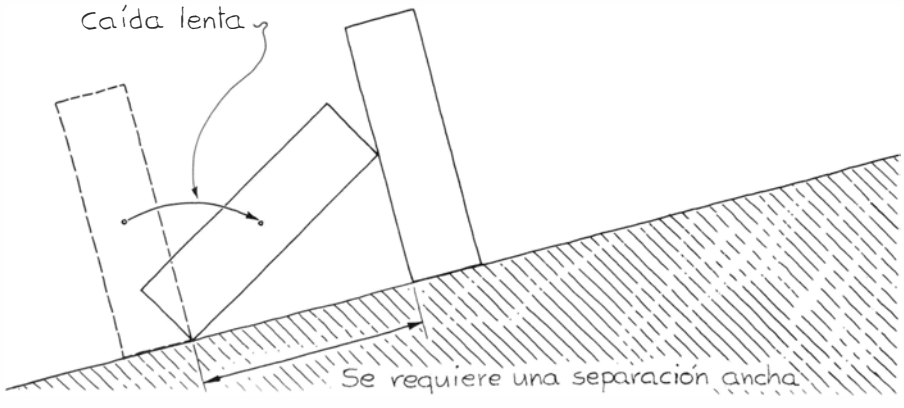
5. Cómo se eleva el centro de masa



6. Momentos en una ficha



7. Separación mínima de caída



8. Disposición para que las fichas caigan pendiente arriba

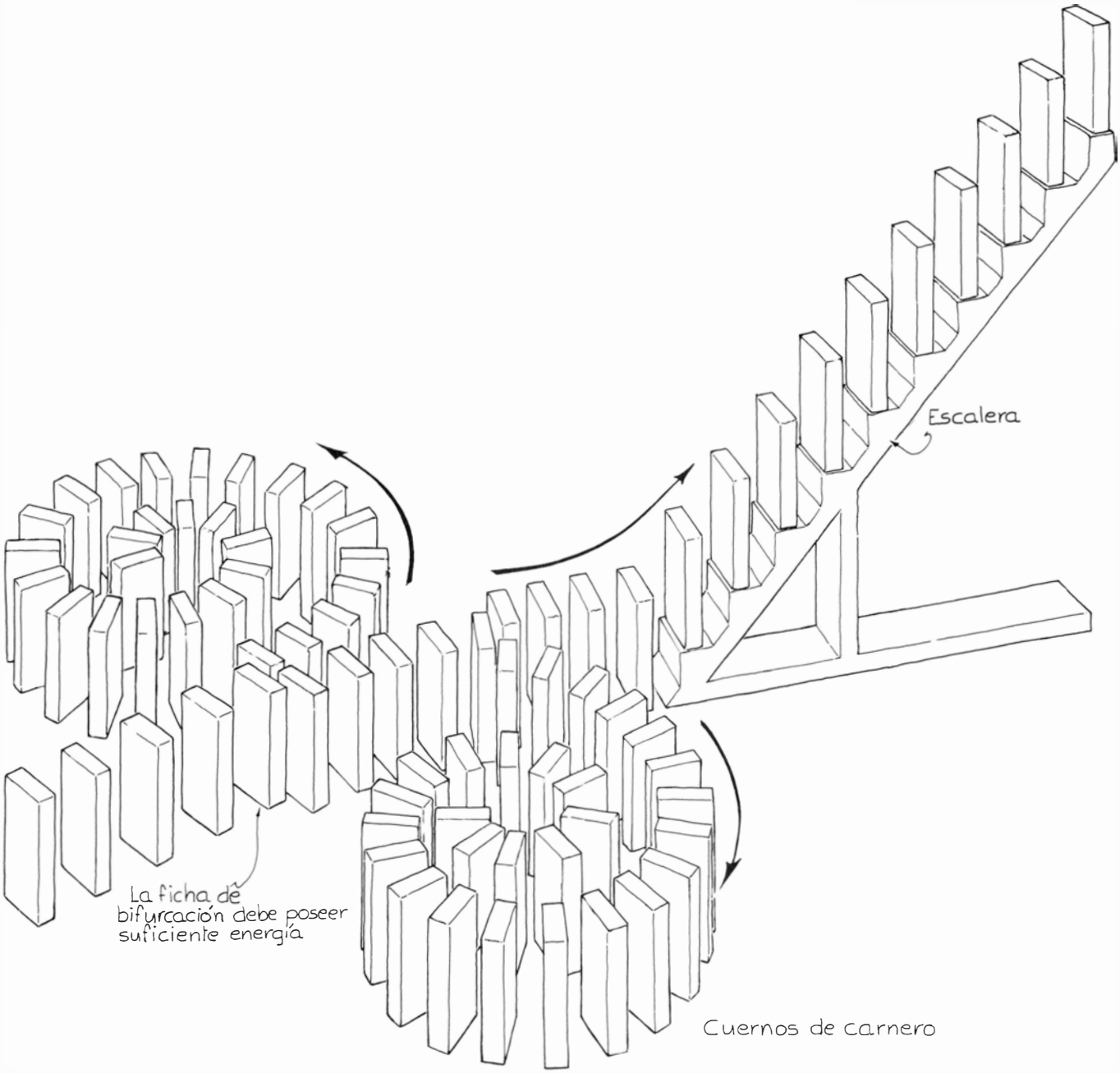
me reveló que la oscilación contribuía más que el rozamiento a la pérdida de energía.

Para conseguir unas piezas dos o tres veces más gruesas que las originales uní con pegamento algunas de éstas. Al repetir las experiencias, hallé que las fichas de un grueso doble requerían una separación mínima de 2,2 centímetros. (El ordenador me dio 1,5 centímetros: otra vez las pérdidas de energía en los choques reales respondían de la diferencia.) Las de grueso triple casi conseguían derribar una contra la siguiente, pero en el último instante el rozamiento las retenía, dejándolas sesgadas.

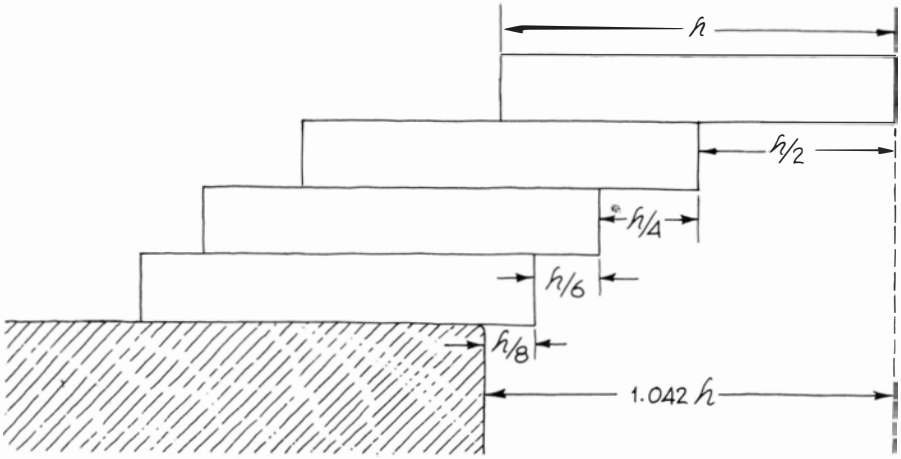
Mis cálculos mostraron que la separación mínima necesaria aumenta con el grueso de las fichas. La razón de ello es que cada una debe caer a lo largo de un recorrido mayor, al objeto de adquirir energía suficiente para tumbar a la siguiente. Cuando esa separación mínima se hace casi igual a la altura de la pieza, la transferencia de energía es inoperante y la reacción en cadena se detiene. Es imposible derribar una fila de cubos con una reacción en cadena, porque la distancia mínima necesaria es mayor que la altura de los mismos.

Regresé a mis primeros ensayos. Normalmente, una reacción en cadena se inicia con un golpe seco y enérgico sobre la primera ficha. Así, cada una de éstas pasa por su posición de estabilidad precaria con una energía más que suficiente. De aquí que, aunque las piezas estén muy cerca unas de otras y tengan escasa posibilidad de caerse, las colisiones las impulsan sin dificultad hasta más allá de sus posiciones de estabilidad precaria. Además, la energía cinética que lleva la onda es suficientemente elevada para que ésta pueda dividirse al llegar a una confluencia de cadenas y proseguir a lo largo de éstas.

La reacción puede desencadenarse en un plano inclinado con tal que éste no sea demasiado empinado. Aquí el peso es un vector que apunta hacia la cara más baja de la ficha. Además, puede verse que éstas deben estar más separadas que cuando se colocan en una superficie horizontal.



9. Cadena en cuernos de carnero y cadena escalonada



10. Apilamiento con la ficha de arriba totalmente volada

Voladizo en altura de fichas	Numero de fichas necesarias
.5	1
1	4
2	31
3	227
4	1,674
5	1.2×10^4
10	2.7×10^8

11. Datos sobre apilamientos

Fijémonos en la segunda ficha de la cadena. Por estar inclinado el plano, el centro de masa debe elevarse bastante más para alcanzar y pasar por la posición de estabilidad precaria. En virtud de ello la pieza voltea más lentamente que sobre un plano horizontal. Y hace falta más energía para el derribo. Entonces, para que la energía que, por choque, cede cada ficha a la siguiente sea importante, aquella debe hacer una caída más larga. Por tanto, la separación mínima será mayor y la reacción en cadena avanzará más lentamente.

Al descender por una pendiente la reacción en cadena progresa con mayor celeridad. Aquí, cada ficha necesita sólo una pequeña energía para pasar por su posición de estabilidad precaria. La separación mínima será esencialmente nula; más aún, el recorrido de caída no ha de ser muy largo para que cada pieza derribe a la siguiente, por lo que el tiempo entre vuelcos es muy breve.

Con las fichas escalonadas el derribo es lento. Dado que cada ficha golpea a la siguiente en un punto bajo del frente, el brazo de palanca que da el choque es pequeño y, pequeño también, el momento correspondiente. La transferencia de energía será asimismo ineficaz. Cada ficha alcanzada se elevará despacio hasta su posición de estabilidad precaria, con lo que la velocidad de la reacción se mantendrá baja.

La exhibición de Whitehead con las fichas de dominó de tamaño creciente es asombrosa. La primera ficha, pequeñísima, apenas puedo colocarla de pie. La última (la décimotercera) pesa tanto que me cuesta levantarla para colocarla en posición. No obstante, la reacción en cadena que inicia la ficha diminuta tumba sin dificultad a la última.

Como cada pieza es 1,5 veces mayor que la precedente en todas sus dimensiones, la última no sólo es 64 veces mayor que la primera, sino que, además, pesa 262.144 veces más. Con su centro de masa 64 veces más alto que el de la primera su energía potencial resulta casi 17 millones de veces mayor. Un golpecito leve a la primera ficha comunica a ésta una energía potencial de 0,024 microjoule. La energía cinética de la última, al final de su caída, es de 51 joule aproximadamente; o sea, de unas dos mil millones de veces la energía comunicada a la primera.

Estas fichas las construyó Whitehead a partir de láminas de plástico acrílico, chorreándolas con arena para pulirlas. Para hacer las mayores contrachapó varias láminas finas. Al alinear el conjunto de las 13 piezas, para desencadenar la reacción, cada una de ellas está separada de la siguiente en tamaño una distancia del orden de su propia anchura.

¿Podría diseñarse una cadena de fichas de dominó con un factor de escala superior a 1,5? Suponiendo que en los choques la transmisión de energía sea ideal, mi parecer es que 2,5 aproximadamente es el factor de escala límite para piezas conformadas al modo de Whitehead. Son posibles factores mayores si se aumenta el cociente altura/grosor. Quizá resulte entretenido experimentar por este camino.

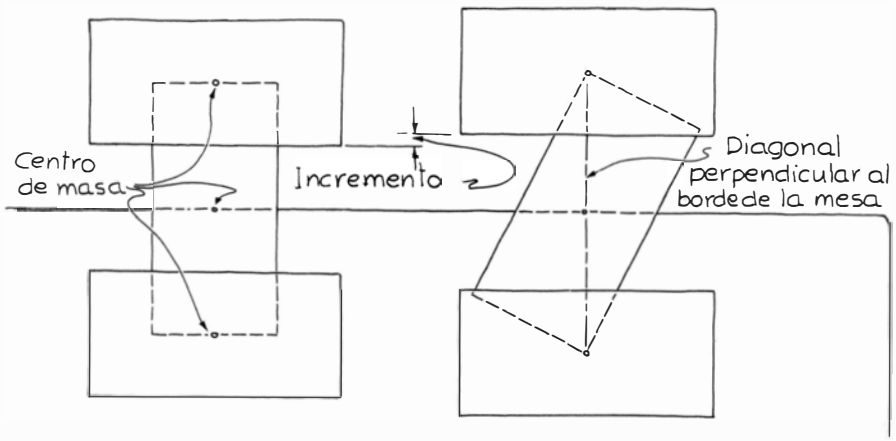
Y ahora un pasatiempo. La cuestión es apilar piezas de dominó en el borde de una mesa de manera que el montón sobresalga del borde cuanto sea posible, sin que caiga al suelo. Cada ficha se coloca con una cara boca abajo y la dimensión mayor perpendicular al borde de la mesa. ¿Cómo disponer las fichas para que la de más arriba esté máximamente desplazada respecto al borde? ¿Cuál es el menor número de fichas necesario para que la ficha superior esté del todo separada del borde? ¿Hay un límite para la distancia al borde hasta la que pueda prolongarse la pila de fichas?

En 1955 Paul B. Johnson planteó un problema de este tipo. La solución la simplificó posteriormente Leonard Eisner, quien la utilizó además para gastar una broma. Una noche, él y otros estudiantes de la escuela para graduados donde cursaban construyeron una pila inclinada sirviéndose de los volúmenes de *The Physical Review* de la biblioteca, dejando aquel desconcertante voladizo a la sorpresa del bibliotecario. (Probablemente eran demasiado jóvenes para saber que, para gozar del favor de los bibliotecarios, e incluso para que a uno no lo expulsen de la universidad, es mejor no enredar con los volúmenes de la biblioteca.)

Consideremos la primera ficha colocada. Esta será estable en tanto su centro de masa se encuentre sobre la mesa de modo que el peso no produzca un momento. El voladizo estable máximo lo tendremos cuando el centro de masa esté casi encima del borde.

Coloquemos ahora una segunda ficha debajo de la anterior. Entonces, el borde exterior de ésta hará el papel del borde de la mesa en lo referente a la rotación de la ficha de arriba. ¿Cómo instalar la pareja sobre la mesa? El centro de masa de la combinación de las dos fichas, que equidista de los centros de masa de ambas, deberá situarse encima del borde de la mesa para obtener el voladizo estable máximo. Aquí no se necesitan cálculos. Tras un poco de tanteo se encontrará la posición estable.

Al introducir una tercera ficha bajo las dos primeras, el centro de masa combinado de las tres debe estar encima del borde de la mesa. Y así podemos proseguir indefinidamente. Con



12. Cómo conseguir con tres fichas que una de ellas vuele por completo

una pila de n piezas, la distancia entre el borde del mueble y el borde exterior de la ficha de arriba viene dada por la serie $(h/2)\ (1+1/2\ +\ 1/3\ +\ 1/4\ +\ \ldots\ +\ 1/n)$, donde h es la dimensión mayor de la ficha y la expresión del segundo paréntesis es la serie armónica.

Programé mi ordenador para sumar aquella expresión para cualquier número de fichas. Para que el voladizo exceda de h, de modo que la ficha superior esté del todo separada de la mesa, se requieren al menos cuatro piezas. Para que tal separación sea de dos longitudes deben apilarse 31 fichas. A partir de aquí el número crece rápidamente. Para que la última ficha esté a cinco longitudes de la mesa se necesitarían 12.367 fichas, y $1{,}5 \times 10^{44}$ para que esté a cincuenta longitudes.

El cálculo del valor de la expresión del voladizo máximo resulta sencillo para un ordenador hasta que empiezan a considerarse números de fichas del orden del millón. La precisión normal de los ordenadores (la llamada precisión simple) acostumbra a estar limitada a siete cifras significativas: una vez que la máquina redondea el cálculo se imprimen seis cifras. Para seguir con la expresión del voladizo una vez rebasado el millón de fichas hay que recurrir a la doble precisión (habitualmente se trata de una precisión de 14 cifras significativas, imprimiéndose 13 cifras tras el redondeo). El cálculo con doble precisión y un gran número de fichas es lento. Y, aún con esta precisión, las funciones aritméticas del ordenador proporcionan sólo resultados aproximados.

Steve Wallin, de Laramie, Wyoming, me ha mostrado una técnica rápida para determinar con aproximación el voladizo. Como referencia emplea las 1674 piezas necesarias para el voladizo de cuatro longitudes. Entonces, el número de fichas necesarias para un voladizo dado (expresado en longitudes de ficha) es igual a 1674 multiplicado por la exponencial de dos veces la diferencia entre el voladizo deseado y cuatro longitudes. Por ejemplo, si nuestro objetivo es un voladizo de 10 longitudes, hay que restar 4 de 10, multiplicar por 2 y hallar la exponencial de este resultado. Por último, se multiplica por 1674 y el resultado es el número de fichas que se necesitan.

Otro acertijo. ¿Cuál es la longitud máxima a la que puede hacerse volar una ficha de dominó respecto al borde de una mesa cuando se dispone únicamente de tres fichas? En la figura 12 se ofrecen dos soluciones. De acuerdo con la primera, el centro de masa de la ficha de abajo se encuentra exactamente sobre el borde. La segunda se coloca sobre el extremo interior de la anterior, de suerte que su centro de masa esté exactamente encima del borde de la misma. Luego, la tercera se sitúa sobre el borde exterior de la primera. Así, el centro de masa de la combinación se encontrará exactamente encima del borde de la mesa y el peso resultante no producirá momento alguno.

Una solución mejor es girar la primera pieza hasta que la diagonal de dos esquinas esté perpendicular al borde de la mesa. La segunda se instala equilibrándola sobre una de las esquinas más separadas del borde. La tercera se equilibra en torno a su centro de masa situado sobre la esquina opuesta. Aquí también el centro de la masa de la combinación se encontrará en el borde de la mesa y el conjunto será estable. Con esta disposición, la tercera ficha estará más lejos del borde que con la anterior, ya que la diagonal de la ficha es más larga que su altura. Pruébese a colocar la tercera ficha de pie sobre uno de los cantos cortos. El centro de masa se hallará en la misma posición que antes con respecto a la mesa, pero la cara más cercana a ésta se encontrará más lejos del borde.

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

EFECTOS CLIMATICOS DE UNA GUERRA NUCLEAR

NUCLEAR WINTER: GLOBAL CONSEQUENCES OF MULTIPLE NUCLEAR EXPLOSIONS. R. P. Turco, O. B. Toon, T. P. Ackerman, J. B. Pollack y Carl Sagan en *Science*, vol. 222, n.º 4630, págs. 1283-1292; 23 de diciembre de 1983.

NUCLEAR WAR AND CLIMATIC CATASTROPHE: SOME POLICY IMPLICATIONS. Carl Sagan en *Foreign Affairs*, volumen 62, n.º 2, págs. 257-292; invierno, 1983/1984.

GLOBAL ATMOSPHERIC EFFECTS OF MASSIVE SMOKE INJECTIONS FROM A NUCLEAR WAR: RESULTS FROM GENERAL CIRCULATION MODEL SIMULATIONS. Curt Covey, Stephen H. Schneider y Starley L. Thompson en *Nature*, vol. 308, n.º 5954, págs. 21-25; 1 de marzo de 1984.

BANDEO DE CROMOSOMAS

THE MECHANISM OF C- AND G- BANDING OF CHROMOSOMES. D. E. Comings, E. Avelino, T. A. Okada y H. E. Wyandt en *Experimental Cell Research*, vol. 77, págs. 469-493; 1973.

LONGITUDINAL DIFFERENTIATION OF CHROMOSOMES. T. C. Hsu en *Annual Review of Genetics*, vol. 7, págs. 153-176; 1974.

MOLECULAR STRUCTURE OF HUMAN CHROMOSOMES. J. J. Yunis. Academic Press, 1977.

THE EUKARYOTIC CHROMOSOME. C. J. Bostock y A. T. Sumner. North Holland Publishing Company, 1978.

OBJETO SUPERLUMINOSO EN LA GRAN NUBE DE MAGALLANES

CENTRAL OBJECT OF THE 30 DORADUS NEBULA, A SUPERMASSIVE STAR. Joseph P. Cassinelli, John S. Mathis y Blair D. Savage en *Science*, vol. 212, n.º 4502, págs. 1497-1501; 26 de junio de 1981.

THE NATURE OF R136A, THE SUPERLUMINOUS CENTRAL OBJECT OF THE 30 DORADUS NEBULA. Blair D. Savage, Edward L. Fitzpatrick, Joseph P. Cassinelli y Dennis C. Ebbets en *The Astrophysical Journal*, vol. 273, n.º 2, parte 1.ª, págs. 597-623; 15 de octubre de 1983.

THE MOST LUMINOUS STARS. Roberta M. Humphreys y Kris Davidson en *Science*, vol. 223, n.º 4633, págs. 243-249; 20 de enero de 1984.

PROTEINAS DE ONCOGENES

TRANSFORMING GENE PRODUCT OF ROUS SARCOMA VIRUS PHOSPHORYLATES TYROSINE. Tony Hunter y Bartholomew M. Sefton en *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, vol. 77, n.º 3, págs. 1311-1315; marzo, 1980.

FUNCTIONS AND ORIGINS OF RETROVIRAL TRANSFORMING GENES. J. Michael Bishop y Harold Varmus en *RNA Tumor Viruses*, dirigido por R. Weiss, N. Teich, H. Varmus y J. Coffin. Cold Spring Harbor Laboratory Monograph Series, 1982.

REGULATION OF CELL GROWTH AND TRANSFORMATION BY TYROSINE-SPECIFIC PROTEIN KINASES: THE SEARCH FOR IMPORTANT CELLULAR SUBSTRATE PROTEINS. Jonathan A. Cooper y Tony Hunter en *Current Topics in Microbiology and Immunology*, vol. 107, págs. 125-161; 1983.

EL TEMPLO MAYOR DE TENOCHTITLAN

THE BASIN OF MEXICO: ECOLOGICAL PROCESSES IN THE EVOLUTION OF CIVILIZATION. William T. Sanders, Jeffrey R. Parsons y Robert S. Santley. Academic Press, 1979.

THE TEMPLO MAYOR OF TENOCHTITLÁN: ECONOMICS AND IDEOLOGY. Eduardo Matos Moctezuma en *Ritual Human Sacrifice in Mesoamerica*, dirigido por Elizabeth H. Boone. Dumbarton Oaks, 1984.

FIBRAS OPTICAS EN VEGETALES

PLANTS AND THE DAYLIGHT SPECTRUM: PROCEEDINGS OF THE FIRST INTERNATIONAL SYMPOSIUM OF THE BRITISH PHOTOBIOLOGY SOCIETY, LEICESTER, 5-8 JANUARY, 1981. Dirigido por H. Smith. Academic Press, 1981.

FIBER OPTIC PLANT TISSUES: SPECTRAL DEPENDENCE IN DARK-GROWN AND GREEN TISSUES. D. F. Mandoli y W. R. Briggs en *Photochemistry and Photobiology*, vol. 39, págs. 419-424; 1984.

MANIPULACION MECANICA DE PARTES ALEATORIAMENTE ORIENTADAS

DETERMINING SHAPE AND REFLECTANCE USING MULTIPLE IMAGES. B. K. P. Horn, R. J. Woodham y W. M. Silver. M.I.T. A.I. Laboratory, Memo 490; agosto, 1978.

A ROBOT SYSTEM WHICH ACQUIRES CYLINDRICAL WORKPIECES FROM BINS. Rober B. Kelley, John R. Birk, Henrique A. S. Martins y Richard Tella en *IEEE Transactions on Systems, Man, and Cybernetics*, vol. SMC-12, n.º 2, págs. 204-213; marzo/abril, 1982.

REPRODUCCION COOPERATIVA DEL PICAMADEROS DE LAS BELLOTAS

SOCIAL ORGANIZATION AND BEHAVIOR OF THE ACORN WOODPECKER IN CENTRAL COASTAL CALIFORNIA. Michael H. MacRoberts y Barbara R. MacRoberts. The American Ornithologists' Union, Ornithological Monographs n.º 21; Allen Press, 1976.

AVIAN COMMUNAL BREEDINGS SYSTEMS. Jerram Brown en *Annual Review of Ecology and Systematics*, vol. 9, págs. 123-155; 1978.

COOPERATIVE BREEDING STRATEGIES AMONG BIRDS. Stephen Emlen y Sandra Vehrencamp en *Perspectives in Ornithology: Essays Presented for the Centennial of the American Ornithologists' Union*, dirigido por Alan Brush y George A. Clark. Cambridge University Press, 1983.

JUEGOS DE ORDENADOR

COMPUTATION: FINITE AND INFINITE MACHINES. Marvin L. Minsky. Prentice-Hall, Inc., 1967.

MÁQUINAS DE TURING. John E. Hopcroft en *Investigación y Ciencia*, n.º 94, págs. 8-19; julio, 1984.

TALLER Y LABORATORIO

LEANING TOWER OF LIRE. Paul B. Johnson en *American Journal of Physics*, vol. 23, n.º 4, pág. 240; abril, 1955.

DOMINO "CHAIN REACTION". Lorne A. Whitehead en *American Journal of Physics*, vol. 51, n.º 2, pág. 182; febrero, 1983.

Taller y laboratorio

Conociendo la mecánica del choque entre la bola y la pared se domina mejor el juego de raqueta

Jearl Walker

Todo juego de pelota a cuatro paredes, como son la raqueta, el squash y el frontón a mano, requiere del jugador una buena dosis de pericia para calcular ángulos y rebotes. La mecánica del choque determina la dirección bajo la cual la pelota se aleja de la pared. El conocimiento de tal mecánica permite al jugador predecir cómo rebotará una pelota que se aproxima y de que modo deberá golpearla para situarla fuera del alcance de su rival. Para tratar de estos fenómenos voy a recurrir a trucos poco conocidos, relacionados con el tema, cuya demostración puede hacerse con una bola maciza muy elástica que se vende en las tiendas de artículos deportivos.

La elasticidad de esta pelota es punto menos que absoluta. Si se deja caer, bota y retorna casi hasta nuestras manos. (Una que fuera perfectamente elástica subiría hasta su altura inicial.) Posee, además, una superficie rugosa; no resbala, pues, cuando corre por el suelo. A causa de su elasticidad y rugosidad, esta pelota rebota, si sabemos provocarlo, de modos muy sorprendentes.

Al lanzarla oblicuamente hacia abajo, recorre la habitación rebotando en una sucesión de saltos altos y cortos y saltos bajos y largos, alternados y repetidos. Si se le da un poco de efecto, se pone a botar a izquierda y derecha, hasta agotar su energía. Pero la demostración más asombrosa y llamativa se consigue arrojándola debajo de una mesa. Una pelota lisa rebotará entre la mesa y el suelo hasta llegar al lado opuesto de aquélla. Nuestra pelota rugosa rebota retornando hacia el lanzador.

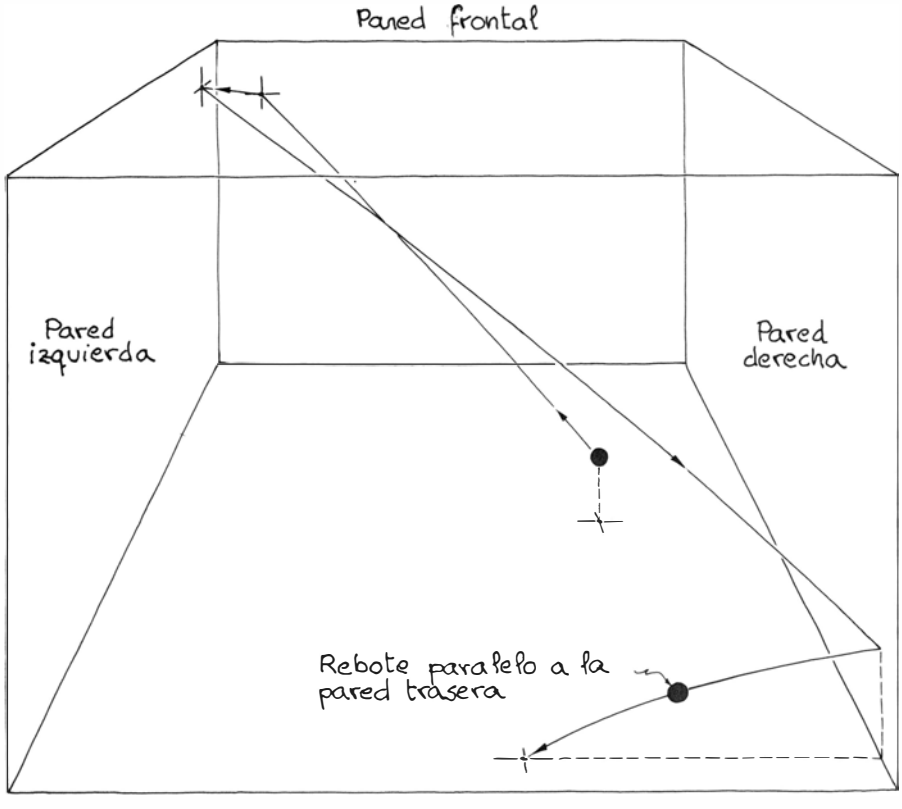
Para estudiar el choque de una pelota con una pared empecé considerando el bote de una pelota maciza y homogénea sobre el suelo. Supongamos que la bola se acerque a éste moviéndose hacia abajo y hacia la derecha. Para facilitar la descripción vamos a descomponer la velocidad en dos partes, una paralela al suelo y perpendicular al mismo la otra. A la primera la llamaremos componente tangencial y, a la segunda, componente normal. La pelota puede girar también en torno a su centro. Esta rotación la consideraremos negativa cuando tenga el sentido del giro de las agujas del reloj, y diremos que la pelota lleva un espín (efecto) horario. Y, al revés, cuando el giro sea opuesto al de las agujas de reloj, la rotación la consideraremos positiva, y diremos que la pelota lleva un espín antihorario.

La energía cinética de la pelota consta de tres partes, una por cada componente de la velocidad y una tercera por el espín. Si la bola fuese perfectamente elástica, en la colisión no variaría la energía cinética total. (Aquí se dice que la energía cinética total se conserva.) Pero sólo una pelota ideal, en un choque ideal, cumple esta condición. En la realidad se pierde algo de la energía cinética por conversión en otras formas de energía; por ejemplo, en vibraciones de la pelota. Pasaremos por alto tales pérdidas y nos ceñiremos a los movimientos de una pelota totalmente elástica.

El choque de la pelota con el suelo cambia la velocidad normal de una manera bastante simple: invirtiendo su sentido pero sin afectar ni a su módulo ni a la energía cinética asociada. La componente tangencial y el espín cambian de una forma más complicada. Ni siquiera así varía la energía cinética total. En un choque elástico puede disminuir el espín, pero entonces la velocidad tangencial aumentará exactamente lo suficiente para que la energía cinética total permanezca constante. Esta condición de conservación de la energía cinética total es una potente herramienta para predecir el retroceso.

Otro extremo importante es que se conserva el momento cinético total. Este recibe una contribución del espín que es igual a la velocidad de giro multiplicada por el momento de inercia de la pelota. Se considera que el momento cinético del espín es negativo si éste es horario, y positivo si es antihorario. El momento de inercia depende de la masa de la esfera y del modo en que la misma está distribuida. Para una pelota maciza y homogénea el momento de inercia vale dos quintos del producto de la masa por el cuadrado del radio.

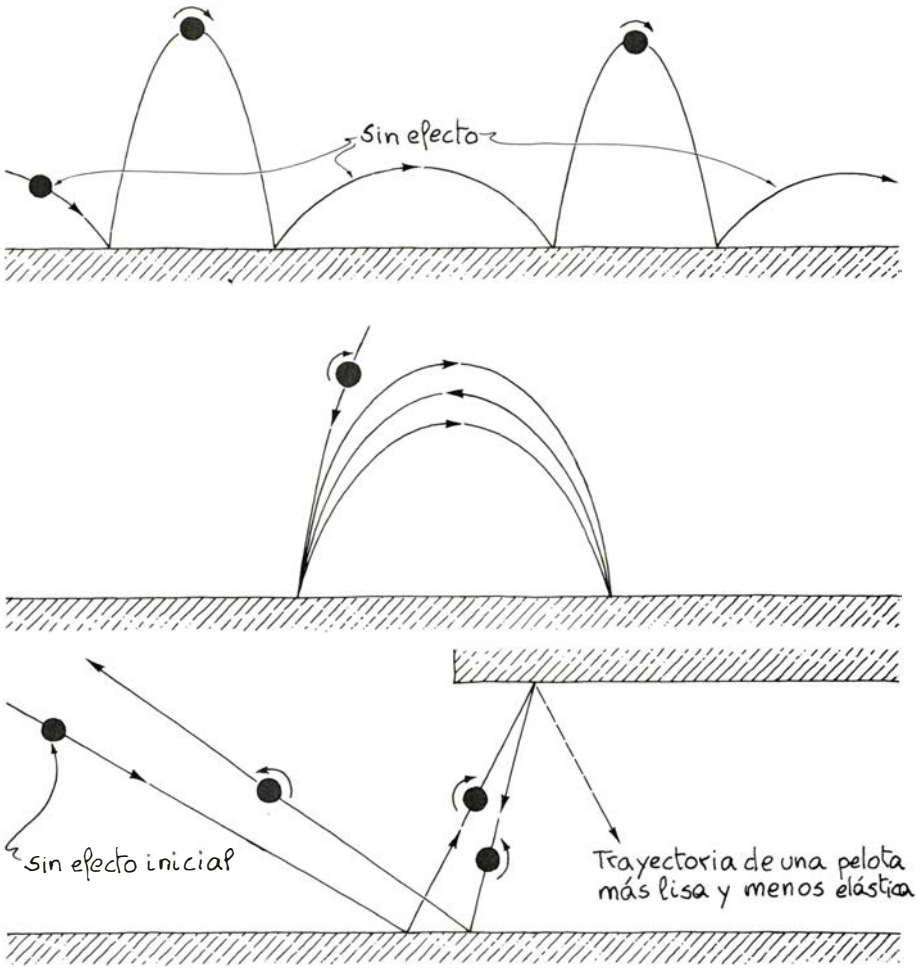
La otra parte del momento cinético



1. El embarazoso tiro en **Z**

depende de la rapidez con que la pelota se mueve paralelamente al suelo en el instante del contacto. Esta contribución al momento cinético es igual al producto de la masa de la bola por la velocidad tangencial y por el radio. Si la velocidad tangencial está dirigida hacia la derecha, la contribución es negativa; si lo está hacia la izquierda, es positiva. El choque puede alterar ambas contribuciones al momento cinético tanto en módulo como en signo, pero el momento cinético total no varía. En suma, con independencia de cómo se lance la pelota y cómo gire ésta, en un choque perfectamente elástico deben permanecer constantes la energía cinética total y el momento cinético total.

La demostración más sencilla consiste en dejar caer al suelo la pelota. Si ésta carece de espín (efecto) inicial, debe botar y regresar a nuestras manos sin espín, según exigen las leyes de conservación. La única energía cinética que posee la bola es la asociada a su velocidad normal. Como el choque se limita a invertir el sentido de la misma, sin que cambie su módulo, la energía cinética no varía. Y de ésta no puede traspasarse cantidad alguna al espín ni a la velocidad tangencial, con lo que la esfera debe moverse en línea recta hacia arriba. Se cumple asimismo con la condición de conservación del momento cinético, que es nulo antes y después del choque.



2. Extraños rebotes de una pelota rugosa y elástica

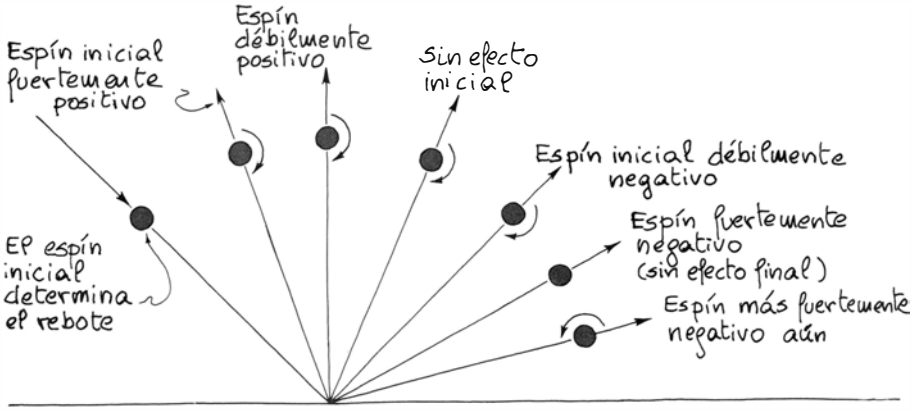
Supongamos que le comunicamos un espín horario. Entonces, con el choque, la pelota cambiará de trayectoria. En su contacto con el suelo, el espín crea una fuerza de rozamiento, apuntada a la derecha, la cual invierte el sentido de giro. Además, en virtud de esa fuerza de rozamiento la pelota adquiere una velocidad tangencial, por lo que botará hacia la derecha. La energía para esta velocidad tangencial corre a expensas de la energía del espín inicial.

Cuando la pelota se lanza hacia el suelo inclinadamente y sin efecto se produce también transferencia de energía. Hubiera yo esperado que, tras el bote, la trayectoria tuviese la misma pendiente que la inicial, pero resulta más empinada porque la colisión reduce la velocidad tangencial, convirtiendo parte de su energía cinética en energía de espín. En términos de momento cinético, se reduce el asociado a la velocidad tangencial y aumenta (desde cero) el asociado al espín. Pero se conservan la energía cinética total y el momento cinético total.

Cuán empinada se muestre la trayectoria tras el choque dependerá de su inclinación inicial y el espín. Cuando el espín inicial es negativo (horario), la pendiente final es menor que cuando la bola se arroja sin efecto. Un espín muy fuerte la envía a lo largo de una trayectoria muy pegada al suelo. Cuando el espín inicial es positivo (antihorario), el bote induce en la pelota una trayectoria empinada, hacia arriba perpendicularmente al suelo, e incluso hacia atrás, dependiendo de la intensidad del espín inicial. El bote la enviará en línea recta hacia arriba si el espín positivo inicial es precisamente el necesario para ello. (El producto del espín por el radio debe ser igual a tres cuartos de la velocidad tangencial inicial.) Si el espín antihorario es mayor, la pelota retrocede hacia la izquierda. Si es menor que aquel valor límite, nulo o negativo (horario), el retroceso es hacia la derecha.

La inclinación del bote puede predecirse teniendo en cuenta el frotamiento en el punto donde la pelota roza al suelo. El sentido de esta fuerza es opuesto al del movimiento de la superficie de la pelota. En el momento del contacto, el movimiento de esta superficie tiene sus orígenes en la velocidad tangencial y el espín. Y el frotamiento se opone a la suma de ambos movimientos. Por ejemplo, si la pelota se lanza hacia abajo, con inclinación y sin efecto, la superficie se moverá hacia la derecha al tocar el suelo. La fuerza de rozamiento que actúa sobre esa superficie se dirigirá hacia la izquierda, y así se reduce la velocidad tangencial. La esfera botará hacia la derecha con una velocidad en esa dirección menor que la de antes del choque. Por no afectar el rozamiento a la velocidad normal, la trayectoria de retroceso será más empinada que la de aproximación.

Me ocupé también de lo que pasa cuando la pelota brinca repetidamente en el suelo. Lancémosla hacia la derecha y sin efecto. Con el primer bote se invertirá la velocidad normal (por lo cual la bola sube), disminuirá la velocidad tangencial y aparecerá un espín horario. Luego, la pelota se elevará hasta la altura máxima y regresará al suelo. Lo notable y sorprendente de este rebote es que restituirá el espín inicial (que sería nulo) y la velocidad inicial. El resultado será el mismo, con inde-



3. Influencia del espín inicial sobre el retroceso

pendencia de los valores iniciales del espín y la velocidad tangencial. Y si la pelota continuara botando por el suelo, el espín y la velocidad tangencial adquirirían sus valores iniciales a cada número par de botes.

Este fenómeno se evidenció claramente en el movimiento de la pelota de juguete. El ecuador de ésta lo pinté con el propósito de observar el espín. Al lanzarla al suelo sin efecto inicial, el primer salto fue alto y corto, por lo que su desplazamiento horizontal, antes del segundo salto, no resultó muy grande. El segundo salto fue bajo y largo, y con la pelota prácticamente sin espín. A partir de entonces se repitió la secuencia de un salto alto y corto seguido de otro bajo y largo. Como la pelota no era totalmente elástica, cada salto tenía menos energía que el precedente. Una esfera perfectamente elástica recuperaría periódicamente su espín nulo inicial y su velocidad tangencial inicial.

Del inesperado comportamiento de una pelota arrojada bajo una mesa, de suerte tal que golpee la cara inferior del tablero, responde la interacción entre el espín y la velocidad tangencial. Si la pelota carece de efecto inicial, retrocederá desde el suelo a lo largo de una trayectoria empinada y dotada de un espín horario rápido; cuando dé en la mesa, rebotará hacia la izquierda con un espín antihorario. El segundo salto desde el suelo será también con un espín antihorario. Aquí, la velocidad normal se habrá invertido tres veces, pero sin cambiar de valor. Por su parte, la velocidad tangencial apuntará entonces hacia la izquierda y su valor habrá variado muy poco. O sea, la pelota retornará al punto de lanzamiento.

Supongamos que la pelota fuese menos rugosa y menos elástica. En el primer bote tendríamos un espín débil y en el segundo (en la cara interna del tablero) la pelota no se dirigiría hacia la izquierda. Así, proseguiría desplazándose hacia la derecha, hasta agotar su energía cinética.

Seguidamente volví mi atención hacia una pelota hueca e idealmente elástica, de las que se usan en el juego de raqueta. Con una bola así deben poderse realizar las mismas tretas que con otra maciza, aunque difieran los valores del espín al ser distinto su momento de inercia. Lancémosla inclinadamente hacia el suelo (hacia la derecha): brincará recta hacia arriba, si el espín es antihorario y su producto por el radio vale un cuarto de la velocidad tangencial, y no tres cuartos, como antes.

En la raqueta, el servicio procede de la pared delantera de la cancha. La pelota retrocede hacia el adversario, bien directamente, o bien rebotando en las paredes laterales. El adversario debe devolverla a la pared frontal, antes de que rebote dos veces en el suelo. Salvo en el saque, la pelota puede también hacerse incidir en la pared trasera y en el techo. Voy a considerar los golpes permitidos después del saque.

Sólo hay dos maneras de que el jugador dé efecto a la pelota con su raqueta: golpeándola hacia adelante y por arriba (logrando el efecto de sobregiro) o golpeándola hacia adelante y por abajo (logrando el efecto de contragiro). En la figura 6 se representan los espines correspondientes vistos desde el costado izquierdo de la cancha.

Consideremos una pelota que haya recibido un golpe fuerte y que, a poca altura, se dirija con sobregiro hacia la pared frontal. Este choque será análogo al que les he descrito para una pelota maciza. El sobregiro (un espín horario en la figura) crea una fuerza de rozamiento apuntada hacia arriba, en cuya dirección dirige la pelota e invierte el espín. Cuando la misma regresa al suelo, el espín antihorario obliga a que el rebote sea bajo y hacia la derecha de la cancha. La ventaja potencial de este tiro estriba en que el contrincante acaso no espere un rebote alto en la pared delantera ni un salto bajo en el suelo.

Si la pelota se golpea fuerte y a poca altura, impulsándola con contragiro, o espín antihorario, hacia la pared frontal, rebotará hacia el suelo con un espín horario. El impacto en el suelo estará cerca de la pared frontal y será empinado hacia arriba. La ventaja potencial de este tiro estriba en que el contrincante acaso no pueda llegar a la pelota antes de que dé, por dos veces, en el suelo.

No acostumbro a comunicar, de salida, efecto a la pelota, o le comunico muy poco, pero termina por adquirirlo en cuanto rebota en una pared o en el techo. Imaginemos un tiro al techo, como los que suelo hacer para variar el ritmo del partido. Aquí mi rival debe adaptarse, no sólo a la nueva trayectoria, sino también a unos inesperados saltos en el suelo. Supongamos que haya hecho que la pelota bote en la pared frontal hacia el techo. De éste saldrá con un espín horario y, cuando rebote en el suelo, su velocidad tangencial se reducirá acusadamente, haciendo que salte derecha hacia arriba. Entonces, mi rival, que estará esperando una trayectoria de retroceso similar a la de acercamiento al suelo, quedará muy retrasado en la cancha. (Los pelotaris, a las jugadas en las que se consigue dejar al contrario demasiado retrasado para alcanzar a devolver la pelota, las llaman, en general, "dejadas".)

Haciendo que la pelota rebote en el techo hacia la pared frontal, al suelo se acercará dotada de un espín antihorario. Al chocar con el suelo aumentará su velocidad tangencial y dará un salto bajo. Y mi rival volverá a equivocarse al estimar la trayectoria de retroceso y perderá esa pelota. Estos dos tiros al techo mejoran si se lanzan, más o menos, desde el centro de la cancha, pues así el espín, cuando la pelota se aproxima al suelo, es mayor y se acentúa la dejada.

Supongamos que la pelota haya pegado en la pared delantera de tal modo que vuelva hacia el lado izquierdo de la cancha. Mirando desde arriba, y prescindiendo de que la gravedad curve la trayectoria hacia abajo, la situación es análoga a la de una pelota maciza lanzada inclinadamente hacia el suelo. En la colisión se invierte la velocidad normal (perpendicular, en este caso, a la pared frontal), disminuye la velocidad tangencial (dirigida hacia la pared izquierda) y aparece un espín horario. A causa de la disminución de la velocidad

tangencial, la trayectoria, vista desde arriba, será más empinada que la inicial con respecto a la pared frontal. En el juego de raqueta, el adversario puede aprender enseguida cómo hacer frente a este tipo de rebotes.

Un tiro al que cuesta más anticiparse es el que rebota en dos paredes. Imaginemos, visto desde arriba, un lanzamiento en el cual la pelota bote en la pared frontal y, seguidamente, rebote en la izquierda. En el primer impacto la bola adquire un espín horario y una velocidad dirigida hacia la pared trasera. ¿Podemos hacer que la pelota rebote en la pared lateral en cualquier dirección que elijamos, o bien está ya determinado el ángulo de retroceso? ¿Puede ser nulo el espín final, o de cualquier valor, horario o antihorario? Para responder a estas preguntas me valí de los cálculos publicados independientemente por Richard L. Garwin, de la Universidad de Columbia, y George L. Strobel, de la de Georgia.

Supongamos una pelota lanzada hacia la pared frontal sin efecto y con una velocidad normal inicial pequeña. Este disparo puede hacerse desde un punto contiguo a la parte delantera de la pared lateral derecha. Entonces, una pelota idealmente elástica rebotará en la pared lateral izquierda bajo un ángulo de unos doce grados. Lanzando desde una posición más cercana al centro de la cancha, la velocidad normal inicial será mayor y el ángulo de rebote en la pared lateral izquierda será menor: la pelota viajará hacia la parte posterior de la cancha, a lo largo de la pared.

¿Cómo sacarle partido a esta combinación? Supongamos que nuestro contrincante se halle hacia el centro de la pared derecha. Haciendo que la pelota bote en la pared delantera y rebote en la izquierda, de modo que se dirija hacia atrás ceñida a ésta, será casi imposible que pueda devolvernos el golpe. Y aun cuando no se encuentre lejos del trayecto final de la pelota, el rebote en la pared lateral le resultará, por lo menos, desconcertante.

Al comparar mis cálculos con movimientos reales de pelota de raqueta comprobé que concordaban bastante. El ángulo de retroceso más inclinado en la pared lateral se mostró superior a los doce grados. A medida que incrementaba la velocidad normal inicial, desplazándome desde la pared derecha hacia el centro de la cancha, dicho ángulo disminuía hasta que la pelota se pegaba, casi, a la pared en su camino de vuelta.

La discrepancia entre la realidad y lo predicho en el rebote en la pared lateral hay que atribuirla a la naturaleza inelástica del choque de una pelota real. Si ésta incide frontalmente sobre una pared, se comprime uniformemente y almacena su energía en forma de energía potencial elástica. De ésta sólo una parte se reconvierte en energía cinética cuando la pelota se aparta de la pared, y recupera su forma esférica. Una pelota de raqueta puede retroceder con el 60 por ciento de su energía en una colisión así. En tal circunstancia su velocidad normal sería del orden del 80 por ciento de su valor inicial. (El cambio de velocidad es proporcional a la raíz cuadrada de la variación de energía.)

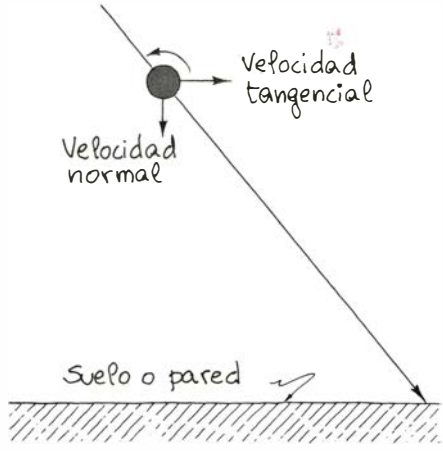
Más difícil es interpretar un choque oblicuo, pues la compresión no es uniforme y depende del ángulo de incidencia. La pérdida de energía cinética y momento cinético reduce tanto el espín como la velocidad tangencial. (Cuando la pelota vuela a ras del suelo o la pared, en un tiro muy oblicuo, esa pérdida de energía puede percibirse como un sonido muy agudo en el momento en que la pelota golpea la superficie.) Para mis cálculos me pareció adecuado reducir en 0,4 el espín y la velocidad tangencial tras el choque. Así conseguí un acuerdo mayor entre las predicciones y la realidad.

¿Por qué no regresa hacia mí la pelota de raqueta real que lanzo bajo una mesa? Porque la reducción en la energía y momento cinético en los rebotes en el suelo y en la cara interior de la mesa constriñen a la bola a rebotar casi verticalmente hasta agotar su energía cinética.

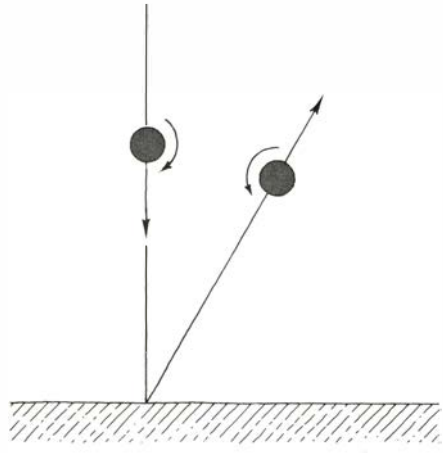
¿Hay manera de asestar un golpe a una pelota contra la pared frontal de modo que rebote en una lateral paralelamente a la frontal? Con un tiro así podrían ganarse casi todos los partidos, pues el rival no llegaría seguramente a tiempo a la pelota. Pero resulta que tal giro es imposible; los rebotes laterales se dirigen siempre hacia atrás.

¿Puede tener un espín de cualquier dirección, e incluso un espín nulo, una pelota rebotada? Sí, puesto que su espín final depende del cociente inicial entre sus velocidades normal y tangencial. Para una pelota de raqueta perfectamente elástica resulta un espín nulo cuando ese cociente vale entre 1 y 5. Si vale menos, el espín es horario (mirando desde arriba); si vale más, el espín es antihorario.

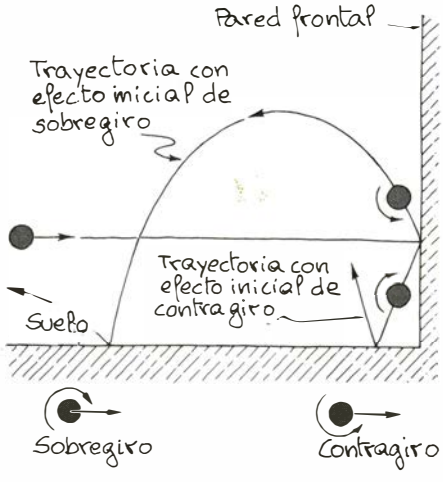
El tiro en *Z* es un rebote a tres paredes que, al verlo, parece un prodigio. Cuando empezó a introducirse a comienzos de los setenta, desorientó hasta a los jugadores más experimentados. Aquí la pelota se lanza contra la parte superior izquierda de la pared frontal, desde donde bota hacia la pared izquierda, cruza entonces la can-



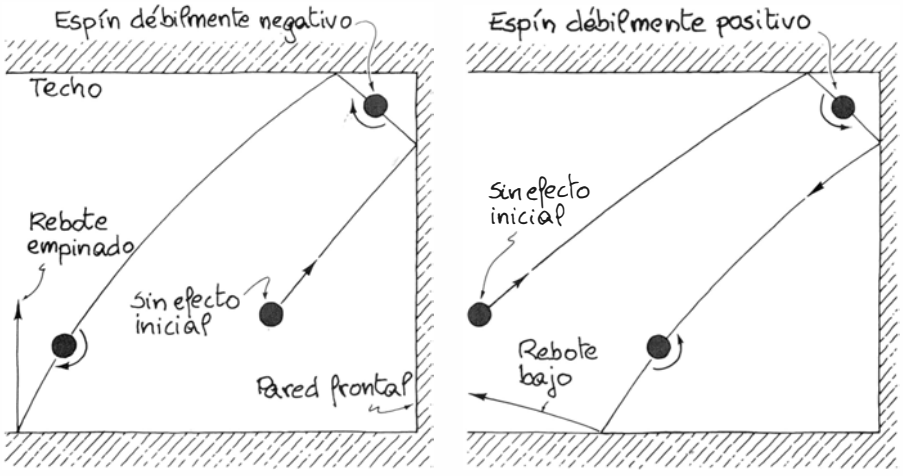
4. Las dos componentes de la velocidad de una pelota



5. Así desvía un rebote el espín

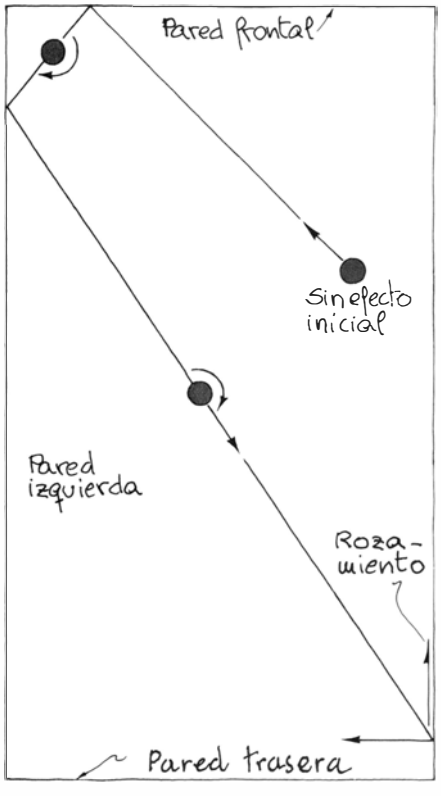


6. Energética del sobregiro y el contragiro



7. Maneras de aprovechar el techo

cha en dirección a la parte posterior de la pared derecha y en ésta rebota paralelamente a la pared trasera. Para anticiparse a este rebote final, todo contrincante necesitará gran experiencia; pero aún así le será difícil devolver la pelota a la pared delantera. Si el golpe en *Z* no se lanza bien, la pelota puede aún ser de difícil devolución si golpea en el suelo y luego en la pared posterior. Efectivamente, en tal caso el adversario deberá alcanzarla junto a la pared posterior antes de que rebote por segunda vez en el suelo.



8. Tiro en **Z** *visto desde arriba*

Al principio imaginaba la imposibilidad de un tiro en *Z* perfecto. Dudaba que el último rebote pudiera hacerse paralelo a la pared trasera. Entonces, provisto de mis matemáticas, me puse a seguir los saltos.

No tardaron en presentarse las dificultades. Si se admite que la pelota es perfectamente elástica, en la pared izquierda rebotará bajo un ángulo tan pequeño que irá a dar en la pared trasera y no en la derecha. Por ello, como dato para mis cálculos tomé una cancha muy corta. Desprecié, además, la curvatura debida a la gravedad e hice los cálculos como si la pelota se moviera en un plano paralelo al suelo.

Para lanzar un tiro en *Z* el jugador se coloca junto a la pared derecha, aproximadamente hacia la mitad de la cancha. La pelota hay que enviarla a la parte superior izquierda de la pared delantera, a un metro, más o menos, de la esquina y a la misma distancia aproximada del techo. Como la pelota abandona, así, la pared izquierda con un espín horario, su choque con la pared derecha crea una fuerza de rozamiento apuntada hacia la pared frontal.

Consideremos la velocidad y el espín de la pelota inmediatamente antes e inmediatamente después del choque con la pared derecha. La velocidad normal se invierte y envía la pelota hacia la otra pared lateral. ¿Qué le ocurrirá al espín y a la velocidad tangencial? Este choque es similar a otro que hemos examinado antes. El sentido del rozamiento durante el mismo es opuesto tanto al espín como a la velocidad tangencial, con lo que ésta disminuye y el primero se invierte. En las condiciones adecuadas, la velocidad tangencial podrá anularse y la trayectoria de la pelota será perpendicular a la pared lateral. Así es como un tiro en *Z* perfectamente ejecutado hace que la pelota se mueva paralelamente a la pared trasera.

Al incluir en mis cálculos la pérdida de energía en cada colisión obtuve unas predicciones que se aproximaron más a la trayectoria real de un tiro en *Z* en una cancha de las dimensiones correctas. Pero siguió presente la posibilidad de que el rebote final fuese paralelo a la pared posterior. Eran, sin embargo, cálculos incompletos; la trayectoria real es tridimensional. Con la hipótesis de trayectoria plana los había simplificado, ya que el eje a cuyo alrededor gira la bola se mantiene paralelo a la pared; lo cierto es que suele formar un ángulo no nulo con la pared lateral.

En el tiro a tres paredes se pega, obviamente, a las tres. La pelota bota desde la pared lateral derecha hacia la delantera, donde rebota hacia la izquierda. Este golpe está pensado para confundir al contrario, pero si la bola va a parar al centro de la cancha, aquél puede tener una probabilidad no pequeña de devolverla a la pared delantera. Me planteé la cuestión de si era posible organizar ese tiro de modo que la pelota rebotara en la pared izquierda paralelamente a la frontal. Así, al esperar que la pelota fuera hacia la parte de atrás de la cancha, el contrincante se vería seguramente sorprendido por el inesperado rebote.

Este tiro lo ensayé sin suerte de múltiples formas. Preguntándome si el problema no estaría en mi falta de destreza recurrí de nuevo a las matemáticas. De acuerdo con mis cálculos, ese rebote es posible si la pelota sale con gran energía y forma un ángulo reducido con la pared derecha. De haber empezado por los cálculos me habría ahorrado no pocos raquetazos en vano.

Son muchos los tiros, con pelota maciza o hueca, susceptibles de estudiarse. Y acaso queden algunos tiros ingeniosos que los jugadores profesionales hayan aún de descubrir. Puede ser interesante estudiar de qué modo pierde energía una pelota al chocar oblicuamente con una pared. También puede serlo seguir el vuelo de una pelota en tres dimensiones, sin que el eje del espín sea ya paralelo a las paredes. A este fin puede resultar muy útil idear un modelo de la pelota para el ordenador. Si alguien experimenta con una pelota maciza y de gran elasticidad, que tenga cuidado. Esto lo he probado sólo una vez y la pelota se movía y rebotaba con tal rapidez que me obligaba a apartarme de su camino.

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

PROGRAMACION DE ORDENADORES

UNDERSTANDING MEDIA: THE EXTENSIONS OF MAN. Marshall McLuhan. McGraw-Hill Book Company, 1964.

THE MYTHICAL MAN-MONTH: ESSAYS ON SOFTWARE ENGINEERING. Frederick P. Brooks, Jr. Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1974.

MATHEMATICS: THE LOSS OF CERTAINTY. Morris Kline. Oxford University Press, 1980.

THE FRACTAL GEOMETRY OF NATURE. Benoit B. Mandelbrot. W. H. Freeman and Company, 1982.

THE ELEMENTS OF FRIENDLY SOFTWARE DESIGN. Paul Heckel. Warner Books, 1984.

ALGORITMOS Y ESTRUCTURAS DE DATOS

THE HUMBLE PROGRAMMER. Edsger W. Dijkstra en *Communications of the ACM*, vol. 15, n.º 10, págs. 859-866; octubre, 1972.

ALGORITHMS + DATA STRUCTURES = PROGRAMS. Niklaus Wirth. Prentice-Hall Book Company, 1976.

LENGUAJES DE PROGRAMACION

HISTORY OF PROGRAMMING LANGUAGES. Dirigido por Richard L. Wexelblat. Academic Press, 1981.

THE IMPACT OF ABSTRACTION CONCERNS ON MODERN PROGRAMMING LANGUAGES. Mary Shaw en *Studies in Ada Style*, por Peter Shaw, Andy Hisgen, Jonathan Rosenberg, Mary Shaw y Mark Sherman. Springer-Verlag, 1981.

PROGRAMMING LANGUAGES: DESING & IMPLEMENTATION. Terrence W. Pratt. Prentice-Hall, Inc., 1984.

SISTEMAS OPERATIVOS

CONCURRENT EUCLID, THE UNIX SYSTEM AND TUNIS. R. C. Holt. Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1983.

OPERATING SYSTEM DESIGN: THE XINU APPROACH. D. Comer. Prentice-Hall, Inc., 1984.

PROGRAMACION Y TRATAMIENTO DE LENGUAJES

UNDERSTANDING NATURAL LANGUAGE. Terry Winograd. Academic Press, 1972.

METAPHORS WE LIVE BY. George Lakoff y Mark Johnson. University of Chicago Press, 1981.

NATURAL LANGUAGE PROCESSSING. Harry Tennant. Petrocelli Books, Inc., 1981.

THE MENTAL REPRESENTATION OF GRAMMATICAL RELATIONS. Dirigido por Joan Bresnan. The MIT Press, 1982.

LANGUAGE AS A COGNITIVE PROCESS. Terry Winograd. Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1983.

TEX BOOK. Donald E. Knuth, Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1983.

PROGRAMACION DE REPRESENTACIONES GRAFICAS

THE COMPUTER IMAGE: APPLICATIONS OF COMPUTER GRAPHICS. D. P. Greenberg y A. Marcus, Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1982.

FUNDAMENTALS OF INTERACTIVE COMPUTER GRAPHICS. James D. Foley y Andries van Dam. Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1982.

COMPUTER IMAGES: STATE OF THE ART. Joseph Deken. Stewart, Tabori & Chang Publishers, Inc., 1983.

PROCEEDINGS OF THE SIGGRAPH '84 CONFERENCE, JULY 23-27, 1984, MINNEAPOLIS, MINNESOTA. Dirigido por Hank Christiansen en *Computer Graphics*, vol. 18, número 3; julio, 1984.

PROGRAMACION DEL TRATAMIENTO DE LA INFORMACION

AS WE MAY THINK. Vannevar Bush en *The Atlantic Monthly*, vol. 176, n.º 1, págs. 101-108; julio, 1945.

THE ART OF COMPUTER PROGRAMMING, VOL. 3: SORTING AND SEARCHING. Donald E. Knuth. Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1973.

TOWARD PAPERLESS INFORMATION SYSTEMS. F. W. Lancaster. Academic Press, 1978.

PROGRAMACION DEL CONTROL DE PROCESOS

MODERN CONTROL ENGINEERING. Ratsuhiko Ogata. Prentice-Hall Book Company, 1970.

MINI- AND MICROCOMPUTER CONTROL IN INDUSTRIAL PROCESSES: HANDBOOK OF SYSTEMS AND APPLICATION STRATEGIES. Dirigido por M. Robert Skrokov. Van Nostrand Reinhold Company, 1980.

SOFTWARE FOR INDUSTRIAL PROCESS CONTROL. *Computer*, vol. 17, n.º 2; febrero, 1984.

PROGRAMACION EN CIENCIAS Y MATEMATICAS

SMP REFERENCE MANUAL. Stephen Wolfram. Inference Corporation; Los Angeles, 1983.

DOING PHYSICS WITH COMPUTERS. *Physics Today*, vol. 36, n.º 5; 1983.

CELLULAR AUTOMATA: PROCEEDINGS OF AN INTERDISCIPLINARY WORKSHOP, LOS ALAMOS, NEW MEXICO. Dirigido por Doyne Farmer, Tommaso Toffoli y Stephen Wolfram. North-Holland Physics Publishing, 1984.

PROGRAMAS DE SISTEMAS INTELIGENTES

ARTIFICIAL INTELLIGENCE. Patrick Henry Winston. The MIT Press, 1982.

KNOWLEDGE-BASED SYSTEMS IN ARTIFICIAL INTELLIGENCE. Randall Davis y Douglas Lenat. McGraw-Hill Book Company, 1982.

INTELIGENCIA ARTIFICIAL. David L. Waltz en *Investigación y Ciencia*, n.º 75, págs. 48-61; diciembre, 1982.

ARTIFICIAL INTELLIGENCE. Elaine Rich. McGraw-Hill Book Company, 1983.

JUEGOS DE ORDENADOR

PRINCIPLES OF NEURODYNAMICS: PERCEPTRONS AND THE THEORY OF BRAIN MECHANISMS. Spartan Books, 1962.

PERCEPTRONS: AN INTRODUCTION TO COMPUTATIONAL GEOMETRY. Marvin Minsky y Seymour Papert. The MIT Press, 1969.

TALLER Y LABORATORIO

KINEMATICS OF AN ULTRAELASTIC ROUGH BALL. Richard L. Garwin en *American Journal of Physics*, vol. 37, págs. 88-92; 1969.

THE DYNAMICS OF SPORTS. David F. Griffing. Mohican Publishing Company, Loudonville, Ohio; 1982.

Taller y laboratorio

Del perturbador efecto tetera: por qué al verter un líquido se aferra al recipiente

Jearl Walker

Esa exasperante tendencia que presentan los líquidos a adherirse a los recipientes desde los que se vierten se conoce como efecto tetera. ¿Cuál puede ser su causa? Inmediatamente uno piensa en la tensión superficial, pero acontece que hay otro factor de más peso; y es que en la superficie del fluido la presión es mayor que en su interior, por lo que se ve comprimido contra el recipiente.

En ocasiones, como cuando se trasvasa un ácido, es necesario anticiparse al efecto para que el líquido no descienda por el costado de la vasija hacia la mesa. El procedimiento consiste en cruzar la boca del recipiente con una varilla agitadora de cristal. Así el líquido correrá a lo largo de la varilla y llegará, sin derramarse, hasta la vasija que se trata de llenar.

Un procedimiento similar sirve para añadir crema o leche al café. En este caso, se tiende a servir lentamente para evitar salpicaduras, con lo cual, inadvertidamente, se desencadena el efecto tetera. Que nos lo ahorraremos si ponemos la hoja de un cuchillo atravesando la boca de la jarrita.

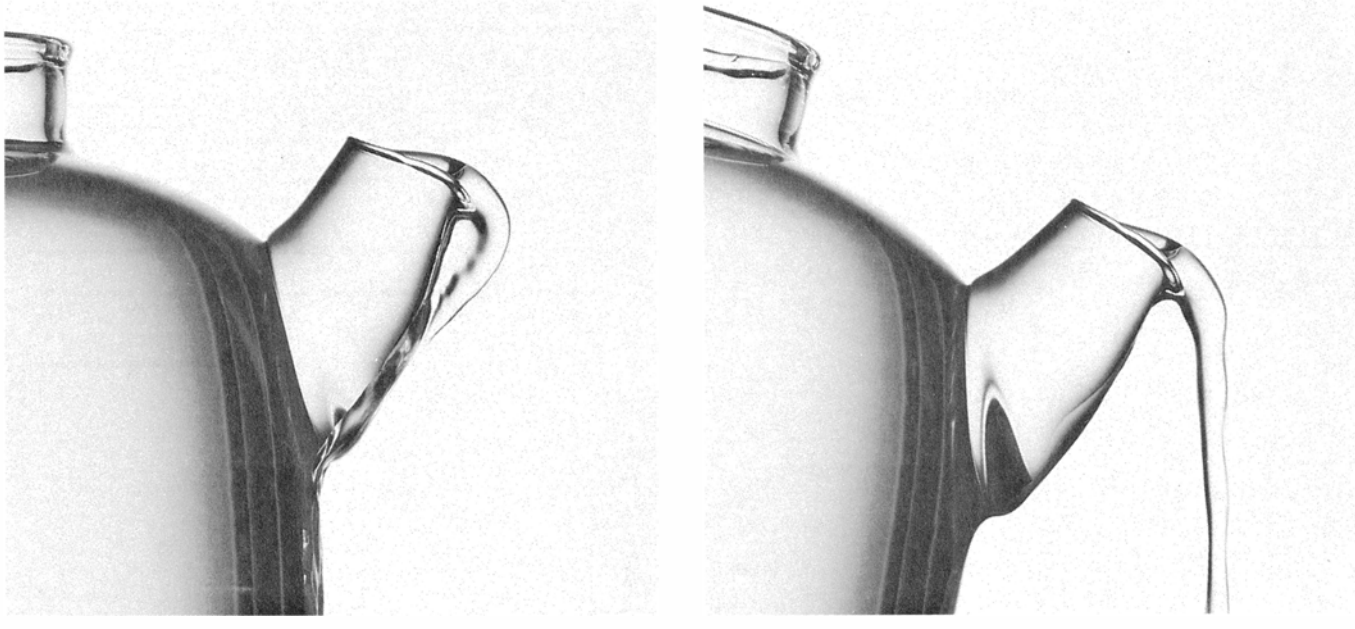
El efecto tetera podemos observarlo asimismo en las fuentes donde el agua mana lentamente desde un depósito o una tubería horizontal. Aquí, el agua se agarra a la estructura en vez de proyectarse en arco desde la misma. Hay jardines acuáticos cubiertos que se basan en este efecto. En ellos, el agua desciende por un muro provisto de numerosas piedras saledizas, sobre el que crece el musgo gracias a la humedad que mantiene el efecto tetera.

Pero casi siempre el efecto es mal recibido. Cuando el agua se escapa del alféizar de una ventana, puede hacerlo saltando el borde inferior de aquél e introduciéndose en la juntura entre el mismo y el muro del edificio, infiltración que puede serle perjudicial. Para evitarla se abre una ranura rectangular, paralela al muro, en la cara inferior del alféizar. Los lados verticales de la ranura resultan excesivamente empinados para que el agua los salve, y ésta cae.

Fue Markus Reiner, del Instituto de Tecnología Technion, de Israel, quien, en 1956, estudió y bautizó con tal nombre al efecto tetera. En un comienzo, su curiosidad se dirigía hacia un fenómeno que no parecía tener nada que ver. Si introducimos en agua dulce un cubo de sal, con la cara superior horizontal, aquél se disuelve de una manera harto extraña, acortándose en altura, pero sin que varíen la anchura ni el grosor. El flujo de la sal al disolverse puede observarse poniendo un poco de permanganato potásico en la cara superior del cubo para que coloree el agua salada. Por ser ésta más densa que la dulce, el flujo debería descender y desprenderse desde toda la superficie superior del cristal. Pero no hay tal; el flujo dobla las esquinas superiores del cubo para bajar arrimado a los costados. Evidentemente el agua salada que se mueve en la vecindad de éstos los protege y no se disuelven.

En otro experimento, se sumergió boca abajo un matraz Erlenmeyer en un gran recipiente de agua dulce. Al fondo del matraz se dirigió una corriente de agua salada concentrada que rozaba, antes, un trozo de permanganato potásico. La corriente, en vez de separarse del matraz formando un arco, fluyó a lo largo del fondo, torció por el borde y siguió hacia abajo por la inclinación del costado. Unos centímetros después se convertía en no estacionaria, se desprendía del matraz y proseguía hacia abajo.

Siguió otro experimento en el que el matraz se colocó derecho dentro de un recipiente lleno de agua salada concentrada. Se encauzó una corriente de



*1. Derrame de un líquido con efecto tetera (***izquierda***) y efusión libre (***derecha***)*

agua dulce hacia el fondo del matraz. El agua no salió proyectada en arco desde el fondo, sino que dobló y discurrió por la inclinación del costado del matraz. Tras desplazarse así unos pocos centímetros oscilaba y se desprendía, para elevarse hacia la superficie del agua salada.

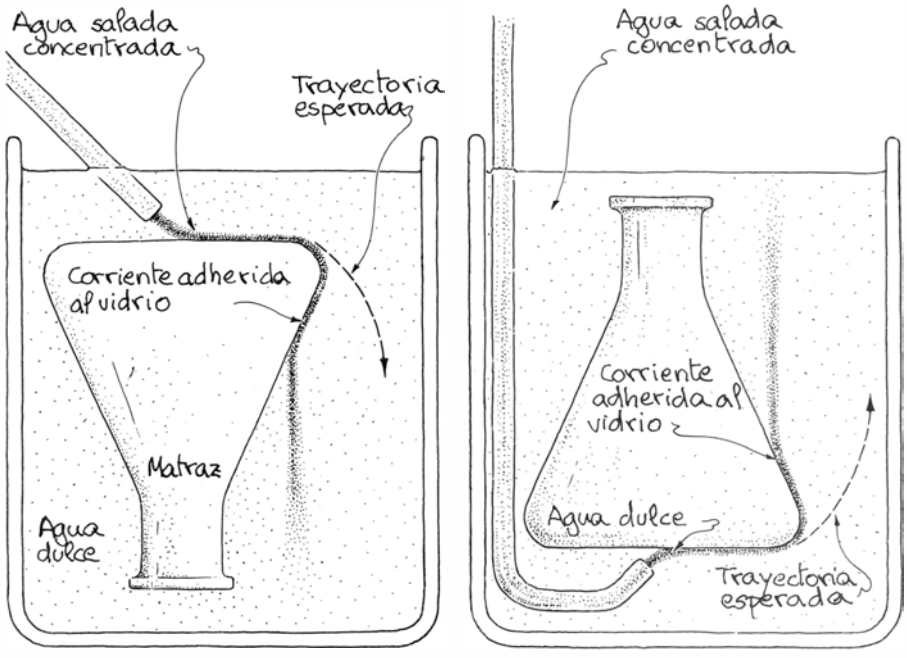
Reiner experimentó con otros cuerpos. Varió las pendientes, produjo corrientes de agua fría que se hundían en un recipiente de agua templada y sustituyó por un canto metálico vivo el borde suavemente curvo del matraz de vidrio. Hiciera lo que hiciese, las corrientes persistían en doblar las esquinas y se adherían al cuerpo, cuando menos un breve trecho.

Reiner se ocupó asimismo del flujo del agua al verterse desde una tetera. Este caso es también el de un fluido (agua) que se mueve en el seno de otro (aire) en presencia de una superficie sólida. Si la corriente era rápida, ésta abandonaba el pitorro formando un arco y sin goteo. Si era lenta, a veces discurría por el pitorro y luego se desprendía en el fondo de la vasija. En ocasiones, el flujo salía por el labio del pitorro arqueándose hacia atrás. Para una velocidad intermedia, el chorro se partía en dos, uno que seguía una trayectoria arqueada y otro que bajaba pitorro abajo.

En 1957, Joseph B. Keller, de la Universidad de Nueva York, publicó una explicación del efecto tetera. Para seguir un fluido hay que construir las llamadas líneas de corriente, que son tangentes en todos sus puntos al vector velocidad del agua. Si ésta se mueve por encima de una superficie horizontal, las líneas de corriente serán todas horizontales, lo que indica que el flujo es uniforme. Si la corriente salva un estrechamiento, las líneas se agolparán, lo que revela que aumenta la velocidad.

En la figura 3 se representan las líneas de corriente en los bordes de una esquina a escuadra y de una placa delgada. En ambos casos las líneas se apiñan: aumenta, pues, la velocidad del agua. Las líneas más cercanas a la superficie sólida están más apretadas, señal de que ahí es máximo el incremento de velocidad.

Cuando una porción de una corriente de agua acelera su velocidad, aumenta también su energía cinética. Supongamos que la corriente no sea significativamente descendente, con lo que podremos descartar a la gravedad como causa del incremento de energía. Entonces, la energía deberá proceder de la presión en el líquido, que podemos considerar una especie de energía potencial. Así, cuando la velocidad en una porción aumente, decrecerá la presión en ese lugar. Y la energía total de la porción considerada, o sea, la suma de la energía cinética y la energía asociada a la presión, permanecerá constante.



2. Experimentos de Markus Reiner con agua salada y con agua dulce

Como la energía total de una línea de corriente es constante, el aumento de velocidad de la porción contigua al borde exige que allí disminuya la presión. En la superficie libre de la corriente la presión del agua se mantiene constante merced al empuje continuo del aire. Por ello, cuando la corriente llega al borde, a través de la altura de la misma aparece una diferencia de presiones, con la presión atmosférica en la superficie libre y una presión reducida junto al borde. Diferencia de presiones que obliga a la corriente a contornear el borde.

La corriente de agua posee velocidad y masa; llevará, por tanto, una cantidad de movimiento. Cuando se vierte agua rápidamente, la cantidad de movimiento es demasiado grande para que la diferencia de presiones haga que la corriente contornee el borde. Entonces el chorro saldrá del recipiente, al modo usual, en forma de arco. Pero si la cantidad de movimiento es menor (el flujo es más lento) la diferencia de presiones basta para que el chorro se tuerza.

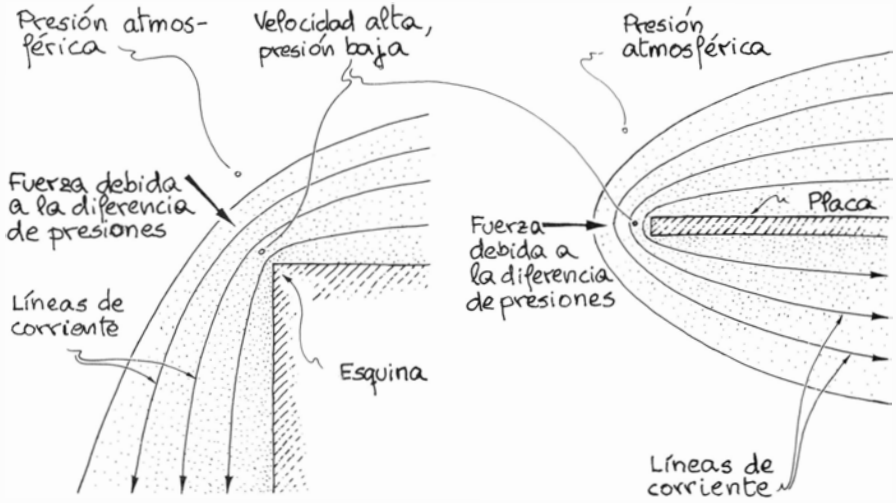
Consideremos la corriente después de que haya contorneado el borde de una placa. Keller descubrió que puede fluir a lo largo de la cara inferior de ésta. Aquí las líneas de corriente vuelven a ser todas horizontales, lo cual indica que los vectores velocidad de los elementos de agua son paralelos y del mismo tamaño en toda la profundidad de ésta. Entre los dos extremos de la altura de agua sigue habiendo una diferencia de presiones. En la parte inferior de la corriente (la superficie libre) reina la presión atmosférica; en la parte superior (contigua a la placa) hay una presión menor.

Para entender por qué esa diferencia de presiones consideremos un estanque de agua encalmada. Sobre la superficie libre empuja la presión atmosférica; por debajo de ella la presión debe ser mayor a causa del peso del agua. Así pues, la presión adicional aumentará con la profundidad.

Cuando una corriente fluye por la cara inferior de una placa horizontal, en la parte inferior de la primera la presión debe ser mayor que en la superior por causa del peso del agua comprendida entre ambas. Entonces, como la parte de abajo se encuentra a la presión atmosférica, la de arriba deberá estar a una presión menor que la atmosférica. Y esa diferencia de presiones oprime la corriente contra la cara inferior de la placa.

Tal corriente no puede fluir indefinidamente bajo la placa, pues no es estable y las pequeñas perturbaciones no tardan en crecer lo suficiente para separarla de ella. Keller descubrió que el recorrido es de varios centímetros.

Si la placa se inclina hacia abajo, la corriente irá más lejos antes de caer. En este caso, al no ser la atracción gravitatoria perpendicular a la placa, ejer-



3. Líneas de corriente alrededor de dos tipos de borde

ce una fuerza menos intensa. Además, las oscilaciones de la corriente debidas a las pequeñas perturbaciones no crecen con la misma rapidez. Es este el tipo de flujo que se observa a lo largo del pitorro en el efecto tetera.

La corriente ha de ser también capaz de subir por una superficie levemente inclinada. Pero, a los pocos milímetros, la gravedad la hará perder velocidad y, entonces, se reunirá en gotas que caerán u oscilará lo bastante para desprenderse de la superficie.

El secreto de un receptáculo para servir leche correctamente diseñado estriba en la forma del borde del pitorro. Si la leche puede salvar el borde y luego fluir horizontalmente o hacia abajo, aparecerá el efecto tetera. Pero si el borde se conforma de modo que la leche que lo salve tenga que fluir hacia arriba bajo un ángulo agudo, la vasija estará libre del efecto tetera, incluso a las velocidades de vertido más lentas. Con un pitorro incorrectamente diseñado la única solución es atravesar un cuchillo en el labio. Así la leche fluirá por el cuchillo vertical con mayor facilidad que lo haría a lo largo del pitorro inclinado u horizontal.

Un caso de flujo adherente emparentado con el efecto tetera es el efecto Coanda, llamado así en honor de Henri Coanda, el ingeniero rumano que lo descubrió. Este nombre se aplica a veces al efecto tetera, pero acostumbra a utilizarse para describir dos fenómenos distintos. Cuando una vena fluida (sea gaseosa o líquida) emerge de una ranura y pasa por un escalón poco alto, puede adherirse a la base del plano vertical del escalón. Esa adherencia es resultado de un efecto de arrastre que ejerce el fluido ambiental situado entre la vena y el escalón. No creo que este fenómeno intervenga en el efecto tetera.

En ocasiones la expresión efecto Coanda se relaciona con la adherencia de una corriente fluida a una superficie curva continua. Supongamos que dirigimos un chorro de agua al costado de una pelota playera. La superficie de ésta, conforme se curva separándose del chorro, crea un vacío parcial en la superficie del agua contigua. Entonces, como la superficie libre del chorro permanece a la presión atmosférica, la diferencia de presiones entre uno y otro lado del chorro lo impele contra la pelota. Este fenómeno es muy parecido al efecto tetera, a excepción del vacío parcial.

He llevado a cabo un experimento similar al de la sal de Reiner. En un recipiente con agua tibia puse un cubito de hielo ladeado de manera que, a medida que se fundiera el agua de la cara superior, descendiera por esa superficie. (El agua recién fundida se hunde, al ser más densa que el agua tibia circundante.) Para observar el flujo, en la cara superior deposité una gota de colorante de cocina. La corriente doblaba la esquina más baja y descendía algunos milímetros por el lado, para desprenderse luego y caer al fondo del recipiente.

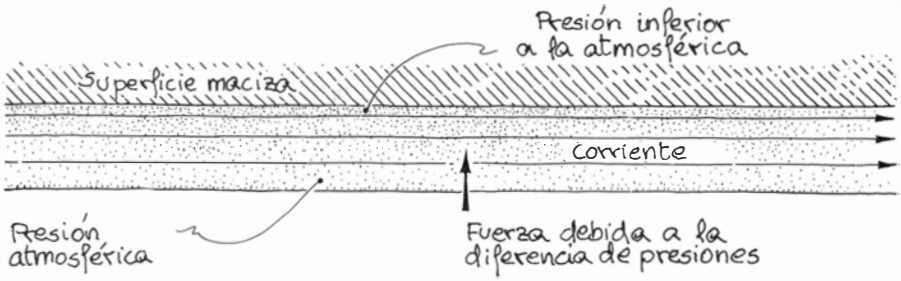
Me entretuve ensayando algunos experimentos con el chorro de agua que caía de un recipiente de plástico transparente, de los que sirven para preparar salsa de carne. Normalmente, tras cocinar la carne, el jugo que suelta ésta lo traslado de la cazuela al receptáculo, espero hasta que la grasa se separe formando una capa encima de otra de líquido y entonces vacío éste. A tal fin, el recipiente está dotado de un pitorro que sale del fondo y, así, sólo se descarga el fluido de abajo y no el de arriba.

Sujeté el recipiente a un soporte anular montado sobre la taza de la pila de mi cocina. Hice correr el agua del grifo hasta el interior del recipiente y por dentro del pitorro. La inclinación del utensilio podía ajustarla. Asimismo, variaba la velocidad a la que el agua penetraba en el recipiente y, con ello, la velocidad de salida por el pitorro.

Empecé inclinando el recipiente unos 45 grados y ajusté el chorro de agua a una velocidad moderadamente elevada. El agua se arqueó entonces hacia adelante del modo habitual. Conforme disminuí el caudal, el chorro retrocedió hasta el recipiente. Luego, la velocidad de salida no tardó en decrecer lo bastante para que el agua doblase un poco por el borde del pitorro y se arqueara al revés hacia el recipiente. Cuando rebajé más el caudal, la corriente dobló el borde y descendió por la superficie del pitorro, para acabar cayendo al fondo. La corriente adherente resultó muy estable.

Con el fin de seguir la evolución del flujo, rocié el interior del recipiente con algunas gotas de colorante. El mayor movimiento tenía lugar en la parte superior del pitorro. El agua situada en la parte inferior apenas se movía. Y, cuando el agua pasaba por el borde de salida, se mezclaba con tal rapidez que me imposibilitaba distinguir velocidades en ese punto de la corriente u otro más adelantado.

Cuando se establecía el efecto tetera, el agua que corría por el costado inferior del pitorro cambiaba de forma.



4. Explicación del flujo invertido según Joseph B. Keller

Junto al borde se veía una protuberancia estrecha y alta. Varios milímetros después aparecía bruscamente un flujo ancho y de poca profundidad que se mantenía así hasta que la corriente se separaba del recipiente. Lentamente aumenté el caudal y, entonces, la protuberancia creció y comenzó a oscilar. Se veían muchas gotas que salían despedidas, pero la mayoría del agua descendía por el costado inferior del pitorro. Con una aguja tanteé el flujo en el borde del pitorro, pero la protuberancia y el resto de la corriente invertida permanecieron ambos estables.

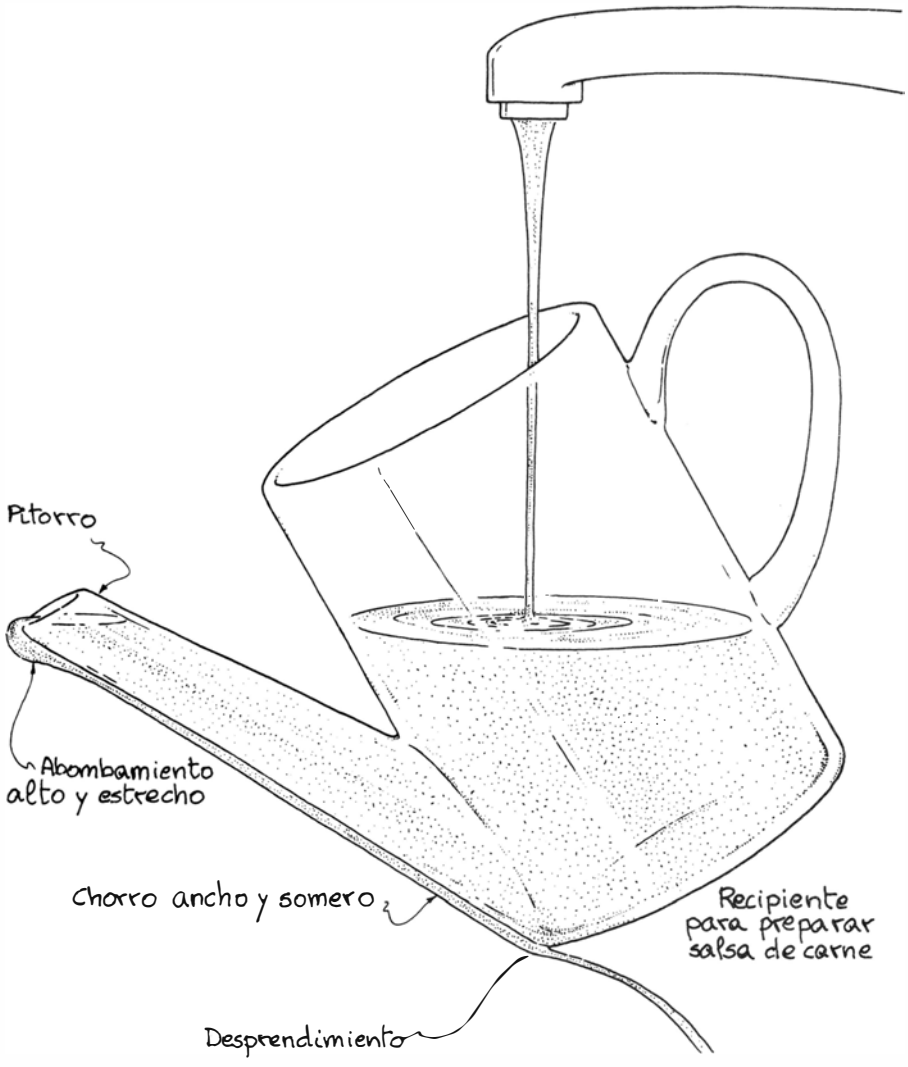
Aumenté levemente el caudal. El flujo adquirió la forma de un bucle de sección transversal casi circular, que se extendía un centímetro o más por debajo del pitorro, para convertirse luego en una corriente ancha y poco profunda. Entre el bucle y el pitorro se apreciaba una delgada película de agua. La tanteé con una aguja, sin detectar alteraciones en el bucle ni en la corriente subsiguiente. El agua de la película parecía estancada. En el extremo inferior del bucle se veían ondulaciones estacionarias. Estas, cuando volví a incrementar levemente el caudal, se hicieron más pronunciadas; de repente, el bucle se separó del pitorro, formando el arco curvo normal.

En otra corriente de agua tenue pueden observarse ondulaciones estacionarias similares. Manténgase una superficie plana bajo un chorro delgado que salga de un grifo. Elévese hacia éste la superficie. Cuando se encuentre suficientemente cerca, aparecerán las ondulaciones. Y cuando se acerque aún más, las ondulaciones se harán más pronunciadas y crearán grandes oscilaciones en el diámetro del caudal de la corriente.

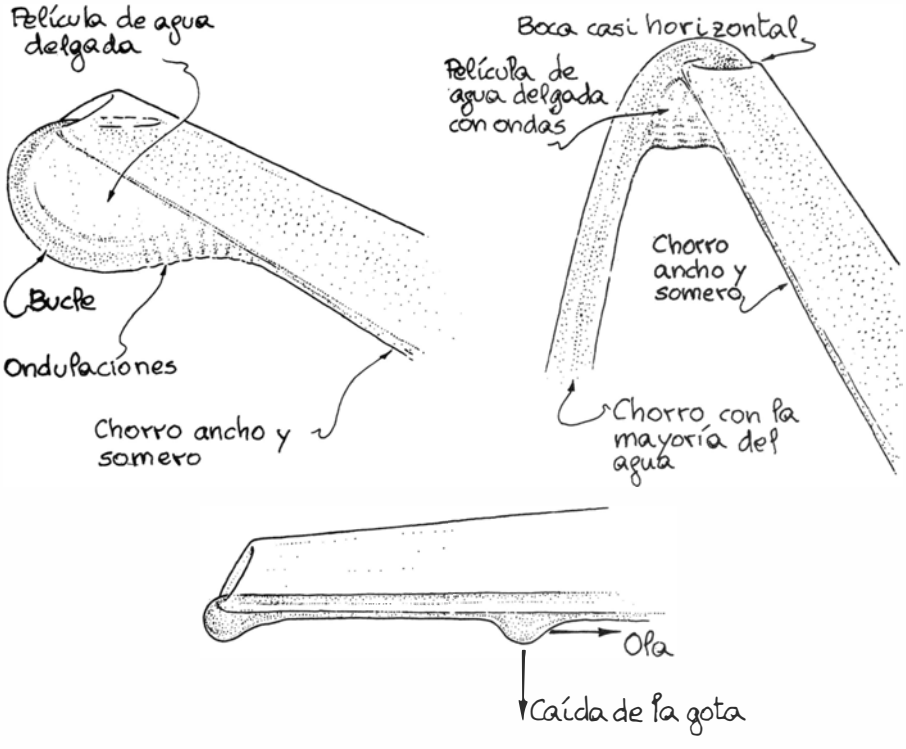
De este tipo de ondas se ocupó Lord Rayleigh hace tiempo. Si son estacionarias es porque se propagan corriente arriba a la misma velocidad que ésta. Evidentemente, en la corriente tenue que forma el bucle en el pitorro de un recipiente se crea una onda estacionaria de la misma naturaleza. Tales ondas son producto del impacto del bucle contra el pitorro.

Cuando el caudal era lo bastante reducido para crear una protuberancia y no un bucle, la corriente oscilaba de vez en cuando lo suficiente para desprenderse del pitorro. Pero bastaba con frotar con el dedo en el extremo superior para readherirle el chorro. Truco que no daba resultado cuando el caudal creaba por sí mismo un bucle.

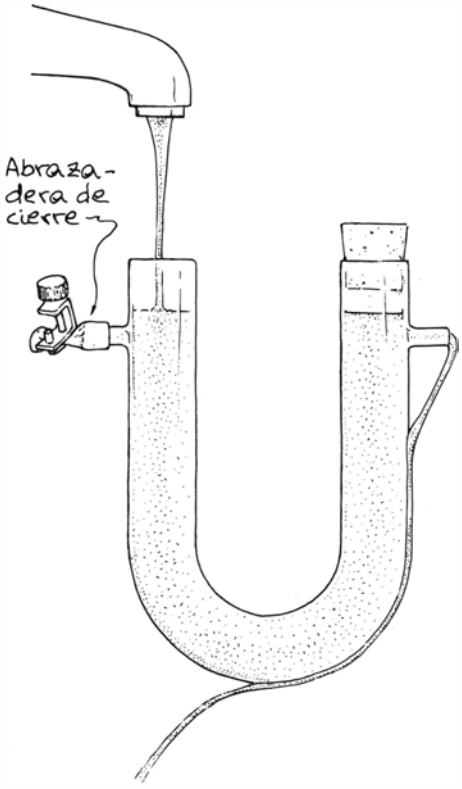
La protuberancia parece similar a la



5. Artefacto para estudiar el efecto tetera

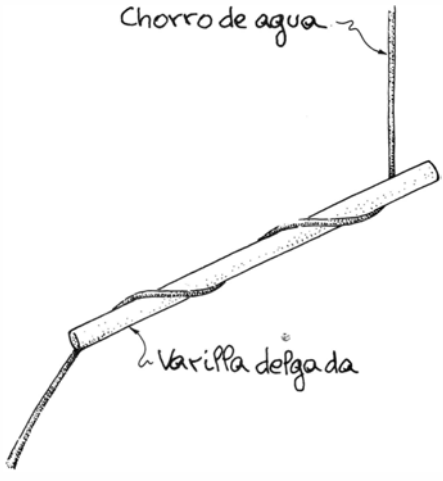


6. Configuraciones del chorro que acompañan al efecto



7. El fenómeno de los vasos comunicantes

que puede producirse en un flujo de agua horizontal. Cuando esta corriente topa con un obstáculo más estrecho que ella misma, el agua engendra un abombamiento por encima del obstáculo o inmediatamente corriente abajo del mismo. La obstrucción comprime las líneas de corriente a la vez que aumenta la velocidad del flujo. Esta puede hacerse supercrítica, lo que supone que el agua fluye con una rapidez superior a la velocidad de propagación de las ondas en el agua. En el lado curso abajo de la protuberancia, el flujo se hace subcrítico; en ese punto, es frecuente que se genere turbulencia.



8. Espiral en una varilla

En el agua que rodea el borde de un pitorro parece ocurrir algo comparable. Tal extremidad constituye un obstáculo que comprime las líneas de corriente. Entonces, en la superficie libre de la corriente se desarrolla un abombamiento que se muestra exactamente bajo el borde del pitorro. En la parte inferior del abombamiento el agua disminuye la velocidad, abriéndose en una capa fina que prosigue hacia abajo por la cara inferior del pitorro. Si el flujo es lo bastante rápido, la parte inferior del abombamiento se mostrará turbulento y proyectará gotas. El resto de la corriente reaccionará a la diferencia de presiones descrita por Keller y se verá oprimida contra el pitorro.

Cuando el flujo es sólo un poco más rápido, la diferencia de presiones en el borde no basta para obligar a que toda la corriente pase por él. Entonces, el agua, que es despedida casi libremente, actúa, a causa de la tensión superficial, de modo que forma una corriente de sección casi circular. El chorro correrá hacia abajo y formará el bucle, pero no saldrá despedido del pitorro por culpa de una película tenue de agua que se queda entre él y el pitorro. La fuerza ejercida por esa película devuelve el chorro hacia el pitorro, en donde la corriente perderá entonces velocidad y se abrirá. Ese bucle es muy inestable. Una vez desprendido, no es posible restablecerlo con el dedo porque no puede crearse la película tenue necesaria para volver a prenderlo. Además, en cuanto se retira el dedo, el vigor del chorro lanza el bucle hacia adelante para formar el arco curvo que conocemos.

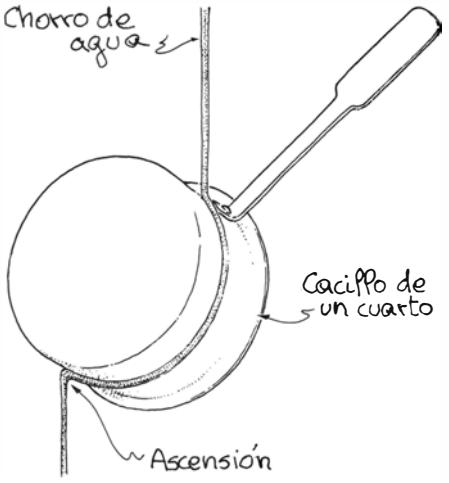
Hay quien cree que es posible dominar el efecto tetera cubriendo con mantequilla la cara inferior del pitorro de la vasija. Este truco lo probé sin éxito (con margarina). Tras quitar la margarina ajusté el recipiente de modo que el pitorro quedara aproximadamente horizontal. Entonces, si el flujo era lento, el agua doblaba el borde de la espita y se desplazaba uno o dos centímetros a lo largo de su cara inferior. Luego, se desprendía arqueándose hacia atrás. Inmediatamente bajo el borde del pitorro la corriente volvía a presentar un abombamiento estrecho que ocupaba unos pocos centímetros. Después, la corriente se expandía con detrimento de su profundidad.

Con un caudal muy pequeño, el agua que discurría por la cara inferior del pitorro formaba olas. Ocurría que, en la zona de desprendimiento, el agua se frenaba lo bastante como para formar gotas colgantes. Entonces, con cada ola, cada gota recibía agua suficiente para hacerla caer. La ola comenzaba por empujar a la gota a lo largo del pitorro; luego, la gota se desprendía y el agua restante se retiraba hacia la boca abierta del pitorro hasta que la ola siguiente la volvía a arrastrar hacia adelante.

Coloqué asimismo la boca del pitorro de modo que quedase casi horizontal. Cuando el caudal era bajo, el agua podía doblar el borde del pitorro, abombarse y, después, convertirse en una corriente ancha y somera. A medida que aumentaba yo el flujo, se creaba un bucle, el cual crecía y se separaba del pitorro. Pero no toda el agua se iba con el bucle, sino que parte de ella seguía descendiendo por el costado del pitorro. Entre el chorro adherido y el desprendido se veía una película, breve y estrecha, en la que pude apreciar ondas estacionarias de longitud de onda corta. El agua que se suelta del pitorro debe poseer una cantidad de movimiento suficiente para contrarrestar la diferencia de presiones existente a través de la altura de la corriente en el borde del pitorro. Evidentemente, en el borde parte del agua debe perder no poco de esa cantidad de movimiento y, así, descender por la cara inferior de éste de la manera descrita por Keller.

Experimenté, además, con unos tubos comunicantes provistos de ramales laterales que yo mismo construí. Taponé una boca; puse la otra bajo el grifo a chorro lento. Entonces, manó agua por el ramal contiguo a la boca taponada. Al ajustar con cuidado el caudal, el chorro abandonaba el ramal arqueándose hacia atrás para adherirse luego al tubo en un punto más bajo. Normalmente, esta situación era inestable, pues el chorro se alzaba de inmediato para pegarse por completo a la parte inferior del ramal y al tubo.

Me picó la curiosidad: ¿hasta dónde avanzaría una corriente de agua invertida que fluyera por la superficie de un objeto inclinado un ángulo no muy pronunciado? En el patio de mi casa dispuse un trozo de chapa de unos dos metros de longitud inclinada unos 45 grados con respecto a la vertical. En el extremo superior de su cara inferior sujeté una manguera de jardín. Ajustando el caudal, pude crear una corriente invertida que se movía a lo largo de la chapa. A veces, esa corriente doblaba el borde lateral de la pieza metálica y trepaba por su cara superior. Otras veces oscilaba lentamente cual si



9. Fenómeno del cacillo

fuera una serpiente (tanto la invertida como la de encima de la chapa).

Ensayos similares los llevé a cabo con varillas delgadas de metal, vidrio y plástico que dispuse bajo un ángulo no pronunciado. Luego ajustaba el chorro del grifo hasta que fuera más estrecho que la varilla. Cuando el chorrito incidía descentrado en la varilla, se desplazaba por la cara inferior de ésta y, después, se arrollaba varias veces en espiral en torno a ella. En ningún caso viajó hacia arriba con relación a la pila; en algunos puntos sí llegó a moverse horizontalmente.

Ese movimiento en espiral débese a la curvatura de la varilla. Como la corriente se ve obligada a seguir la curvatura, a causa de la diferencia de presiones entre los extremos de su altura, inicialmente circunda la cara inferior de la varilla y la superior luego. Tal movimiento prosigue varilla abajo. Las espirales desaparecen cuando se sustituye la varilla delgada por otra más gruesa dispuesta bajo un ángulo igual. Entonces, la corriente trata de arrollarse, pero acaba virando hacia el costado inferior de la varilla, por el que desciende en forma de flujo invertido.

En un último experimento coloqué un cacillo de cuarto cilíndrico bajo el chorro del grifo. Su sección transversal circular la puse vertical y de forma que el chorro diera en un costado. El agua se adhirió a éste, siguiendo la curva hasta encontrarse en la parte inferior del recipiente. Entonces comenzó a moverse hacia arriba una corta distancia antes de desprenderse. Evidentemente, la diferencia de presiones responsable del flujo invertido es lo bastante fuerte para hacer que la corriente pueda incluso ascender antes de que la gravedad la frene y la separe del cacillo.

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

DEFENSA ESPACIAL Y MISILES BALISTICOS

THE REAGAN STRATEGIC DEFENSE INITIATIVE: A TECHNICAL, POLITICAL AND ARMS CONTROL ASSESSMENT. Sidney D. Drell, Philip J. Farley y David Holloway. Center for International Security and Arms Control, Universidad de Stanford, 1984.

SPACE-BASED MISSILE DEFENSE: A REPORT BY THE UNION OF CONCERNED SCIENTISTS. Union of Concerned Scientists, Cambridge, Massachusetts; marzo, 1984.

DIRECTED ENERGY MISSILE DEFENSE IN SPACE. Ashton B. Carter. Office of Technology Assessment, U.S. Government Printing Office; abril, 1984.

THE STRATEGIC DEFENSE INITIATIVE: DEFENSIVE TECHNOLOGIES STUDY. Department of Defense, U.S. Government Printing Office; abril, 1984.

PRIONES

NOVEL PROTEINACEOUS INFECTIOUS PARTICLES CAUSE SCRAPIE. Stanley B. Prusiner, en *Science*, vol. 216, n.º 4542, págs. 136-144; 9 de abril de 1982.

SCRAPIE PRIONS AGGREGATE TO FORM AMYLOID-LIKE BIREFRINGENT RODS. Stanley B. Prusiner, Michael P. McKinley, Karen A. Bowman, David C. Bolton, Paul E. Bendheim, Darlene F. Groth y George G. Glenner en *Cell*, vol. 35, n.º 2, págs. 349-358; diciembre, 1983.

SOME SPECULATIONS ABOUT PRIONS, AMYLOID AND ALZHEIMER'S DISEASE. Stanley B. Prusiner en *The New England Journal of Medicine*, vol. 310, n.º 10, págs. 661-663; 8 de marzo de 1984.

TOMOGRAFIA SISMICA

MAPPING THE LOWER MANTLE: DETERMINATION OF LATERAL HETEROGENEITY IN *P* VELOCITY UP TO DEGREE AND ORDER 6. Adam M. Dziewonski en *Journal of Geophysical Research*, vol. 89, n.º B7, págs. 5929-5952; 10 de julio de 1984.

MAPPING THE UPPER MANTLE: THREE DIMENSIONAL MODELLING OF EARTH STRUCTURE BY INVERSION OF SEISMIC WAVEFORMS. John H. Woodhouse y Adam M. Dziewonski en *Journal of Geophysical Research*, vol. 89, n.º B7, págs. 5953-5986; 10 de julio de 1984.

EL CARTILAGO

PROTEOGLYCANS: STRUCTURE AND FUNCTION. Vincent Hascall en *Biology of Carbohydrates: Vol. 1,* dirigido por Victor Ginsburg y Phillips W. Robbins. John Wiley & Sons, Inc., 1981.

CARTILAGE, VOL. 2: DEVELOPMENT, DIFFERENTIATION AND GROWTH. Dirigido por B. K. Hass. Academic Press, 1983.

EPSILON DEL AURIGA

AN INTERPRETATION OF ε AURIGAE. SuShu Huang en *The Astrophysical Journal*, vol. 141, n.º 3, págs. 976-984; 1 de abril de 1965.

THE ZETA AURIGAE STARS. K. O. Wright en *Vistas in Astronomy*, volumen 12, págs. 147-182; 1970.

INTERACTING BINARY STARS. Jorge Sahade y Frank Bradshaw Wood. Pergamon Press, 1978.

THE MYSTERY OF EPSILON AURIGAE. Francis J. Reddy en *Sky and Telescope*, vol. 63, n.º 5, págs. 460-462; mayo, 1982.

UN POBLADO DEL FINAL DE LA EDAD GLACIAL EN EL SUR DE CHILE

EARLY MAN IN THE NEW WORLD. Richard S. MacNeish en *American Scientist*, vol. 64, n.º 3, págs. 316-327; mayo-junio, 1976.

ANCIENT SOUTH AMERICANS. Dirigido por Jesse D. Jennings. W. H. Freeman and Company, 1983.

EARLY MAN IN THE NEW WORLD. Dirigido por Richard Shutler. Sage Publications, 1983.

PROCESADO CONTINUO DE METALES EN LA UNION SOVIETICA

TEORIA RASCHETA USILII V PROKATNYKH STANAKH (TEORÍA DE LOS CÁLCULOS DE FUERZA EN LAS ACERÍAS). A. I. Tselikov. Izdatelstvo "Metallurgiya", 1962. [En lengua rusa.]

METOD PODOBIIA V TEORII PROKATKI (MÉTODO DE LA SIMILARIDAD EN LA TEORÍA DE LA RODADURA). V. S. Smirnov, A. K. Grigoryev, A. D. Karachunsky y O. Ya. Mel'nichuk. Izdatelstvo "Nauka", 1971. [En lengua rusa.]

LA ASTRONOMIA DE ALFONSO X

LES POSITIONS DES PLANÈTES AU MOYEN AGE. APPLICATION DU CALCUL ELECTRONIQUE AUX TABLES ALPHONSINES. O. Gingerich y E. Poulle en *Comptes rendus de l'Académie des Inscriptions et Belles Lettres*, págs. 531-548; París, 1967.

THE ACCURACY OF THE TOLEDAN TABLES. O. Gingerich y B. Welther en *Prismata*, págs. 151-163; Wiesbaden, 1977.

THE ALFONSINE TABLES IN ENGLAND. J. North en *Prismata*, págs. 269-301; Wiesbaden, 1977.

LE OPERE SCIENTIFICHE DI ALFONSO X E L'INTERVENTO DEGLI EBREI. D. Romano en *Oriente e Occidente nel Medioevo: Filosofia e Scienze*, págs. 677-711. Academia Nazionale dei Lincei; Roma, 1971.

ESTUDIOS SOBRE HISTORIA DE LA CIENCIA ARABE. Dirigido por J. Vernet. C.S.I.C.; Barcelona, 1980.

TEXTOS Y ESTUDIOS SOBRE ASTRONOMÍA ESPAÑOLA EN EL SIGLO XIII. Dirigido por J. Vernet. Universidad Autónoma de Barcelona y C.S.I.C.; Barcelona, 1981.

NUEVOS ESTUDIOS SOBRE ASTRONOMÍA ESPAÑOLA EN EL SIGLO DE ALFONSO X. Dirigido por J. Vernet. C.S.I.C.; Barcelona, 1983.

JUEGOS DE ORDENADOR

THE SCIENCE OF CHECKERS AND DRAUGHTS. Tom Wiswell. A. S. Barnes and Company, 1973.

JUEGOS MATEMÁTICOS. Martin Gardner en *Investigación y Ciencia*, n.º 7, págs. 102-107; abril, 1977.

TEMAS METAMÁGICOS. Douglas R. Hofstadter en *Investigación y Ciencia*, n.º 78, págs. 108-115; marzo, 1983.

TALLER Y LABORATORIO

THE TEAPOT EFFECT... A PROBLEM. Markus Reiner en *Physics Today*, vol. 9, n.º 9, págs. 16-20; septiembre, 1956.

TEAPOT EFFECT. Joseph B. Keller en *Journal of Applied Physics*, vol. 28, n.º 8, págs. 859-864; agosto, 1957.

Taller y laboratorio

Una bola de cojinete que facilita el estudio de la luz y que, además, sirve de lente

Jearl Walker

Si le pidiéramos a cualquiera que imaginase aplicaciones posibles de una bola de cojinete, a nadie se le ocurriría convertirlo en instrumento para estudiar la luz, ni en lente fotográfica. Pero puede ser ambas cosas. De ahí arranca toda una historia en torno a la naturaleza de la luz.

¿Está la luz formada por ondas? Esta idea, en los primeros años del siglo XIX, topaba con una gran oposición; por entonces, los físicos seguían aún tenazmente aferrados a la teoría corpuscular de Newton. Pero en 1818, en un concurso celebrado por la Academia Francesa, Augustin Jean Fresnel propuso un modelo ondulatorio para la luz. En la comisión dictaminadora se encontraban los matemáticos Pierre Simon de Laplace y Siméon Denis Poisson y los físicos Dominique François Arago, Jean Baptiste Biot y Joseph Louis Gay-Lussac.

El trabajo de Fresnel encontró oposición particularmente en Poisson, quien, para desacreditarlo, propuso un experimento imaginario. Supongamos, planteó, un haz luminoso que ilumine un objeto opaco de sección transversal circular. Entonces, según el trabajo de Fresnel, en el centro de la sombra del objeto debe aparecer una mancha luminosa. Pero como tal resultado se creía absurdo, el modelo debía ser erróneo.

Arago no tardó en montar el experimento y descubrió la mancha luminosa, con lo que quedaron vindicados tanto Fresnel como su modelo ondulatorio. La verdad es que en 1773 otros investigadores habían observado la mancha, pero se la echó en olvido. Hoy recibe, irónicamente, el nombre de mancha de Poisson: aparece rodeada de círculos claros y oscuros, todos dentro de la sombra de la esfera o disco que la crea.

En un experimento ilustrativo de este hecho, ideado por Dale Blaszczak, de la Universidad estatal de Cleveland, fotografié la figura que proyectaba una bola de conjinete. La empleamos también como lente para que formara una imagen en su sombra. La figura de Poisson y la imagen de cada bola opaca proceden ambas de la difracción, propiedad ésta debida a la naturaleza ondulatoria de la luz.

En ocasiones la propagación de la luz se imagina considerando minúsculos generadores de onda situados, en cada instante, en todo el frente de onda. Tales generadores, que no son sino ficciones matemáticas, emiten pequeñas ondas con gran intensidad hacia adelante (en la dirección en que viaja la luz), con menor intensidad hacia los lados y con intensidad nula hacia atrás. Cuando esas ondas interfieren entre sí (se solapan) recrean el frente de onda por delante de su posición anterior. Así se describe el movimiento del frente de onda mediante la generación y la interferencia continuas de las pequeñas ondas de los generadores.

Pese a que no existan los generadores ni sus ondas, éstos facilitan la representación de numerosos aspectos de la luz. Un ejemplo importante de esto lo constituye la difracción de la luz por una rendija angosta (del ancho de una hoja de afeitar) practicada en una pantalla opaca. Cuando el frente de onda penetra en la rendija, la pantalla elimina la mayor parte del mismo, junto con la mayoría de los generadores. Los generadores restantes siguen emitiendo ondas hacia adelante, pero ya no se interfieren hasta el punto de recrear el frente de ondas precedente. Ahora la luz no se propagará en línea recta por la rendija, sino que se esparcirá a partir de ella.

Observamos esa dispersión cuando la luz intercepta una superficie, una hoja de papel por ejemplo. Se verán muchos lugares fuertemente iluminados, pues las ondas que llegan a ellos están en fase y se interfieren constructivamente; es decir, las crestas de las ondas llegan simultáneamente y crean una onda luminosa de gran amplitud. Otros lugares se muestran oscuros porque las ondas arriban en oposición de fase y se interfieren destructivamente: la cresta de una onda llega con el seno de otra y, así, se contrarrestan.

La extensión de esta figura de lugares claros y oscuros depende del tamaño de la rendija. Supongamos que ésta sea rectangular y que su lado mayor esté vertical. Así se creará una figura muy amplia horizontalmente y limitada verticalmente. Se forma "la figura de difracción de la rendija".

A veces la forma de una abertura y su figura de difracción están relacionadas de un modo sencillo. Por ejemplo, una abertura en forma de *H* consta esencialmente de tres ranuras. La corta horizontal crea una figura de difracción vertical; las dos verticales dan unas figuras horizontales que se solapan.

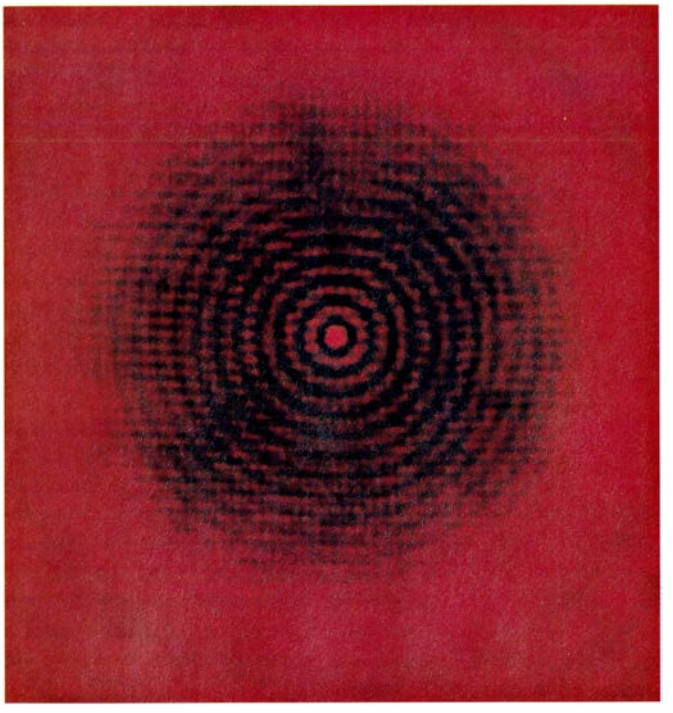
En la figura 5 se ofrecen unas figuras de difracción creadas por unas aberturas cuyas formas invito al lector a que adivine. Todas ellas corresponden a una letra que tecleé en mayúscula gótica sobre papel pulido. Luego fotografié cada una con película Kodak para fototipia positiva y las revelé con el equipo especial para esa película. Las diapositivas salieron opacas salvo en las letras, que salieron transparentes.

Para fotografiar las figuras de difracción monté cada diapositiva dentro del haz procedente de un láser de helio-neón de modo que la letra quedara completamente iluminada. A unos 20 metros de la otra cara de la diapositiva coloqué una cámara de 35 milímetros coincidente con la figura de difracción. A la cámara le retiré el objetivo para que aquélla iluminase directamente la película al disparar el obturador.

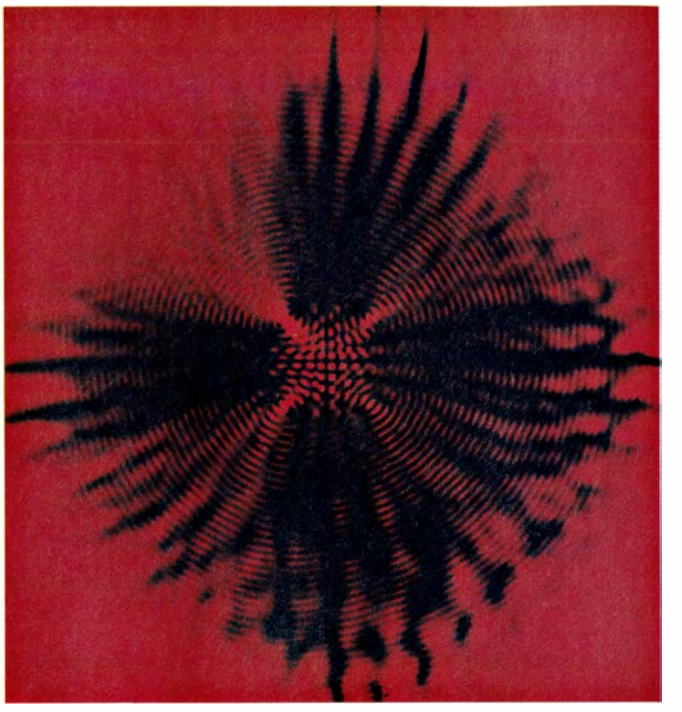
Con las luces apagadas fotografié cada figura con distintas velocidades de obturador. ¿Es capaz de adivinar cada letra por su figura de difracción? Como pista puedo decirles que las letras se encuentran más o menos en el lugar que le corresponde a cada una en un nombre que estuvo mucho tiempo asociado a esta revista, pero he eliminado toda letra repetida y no puedo garantizarles que las figuras estén bien orientadas.

Cuando la abertura es circular hay otro procedimiento para explicar la difracción. En torno a su centro se hallan las zonas de Fresnel, las cuales dirigen la luz hacia el papel que posibilita la observación de los anillos de la figura de difracción.

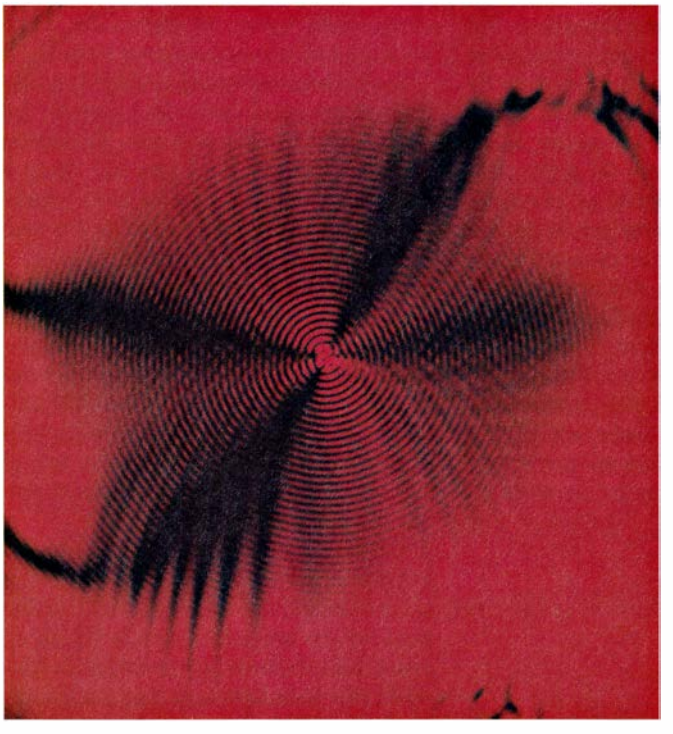
Obsérvese el centro de la figura. Dada la diferencia entre sus recorridos la luz que a él llega procedente de la zona central está en exacta oposición de fase con la que procede de la segunda. Por la misma causa, la luz que llega de la tercera zona alcanza el centro de la figura de difracción en exacta oposición de fase con la contribución de la segunda zona. Las zonas de orden superior se definen de modo similar. Cada zona envía una luz (al centro de la figura) que se halla en oposición de fase con la luz de las zonas adyacentes.



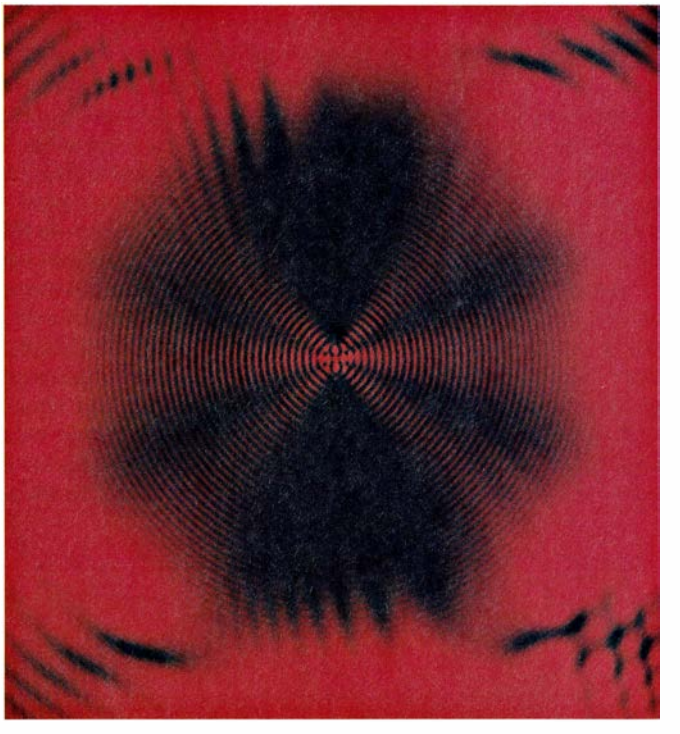
1. Figura de Poisson de una bola



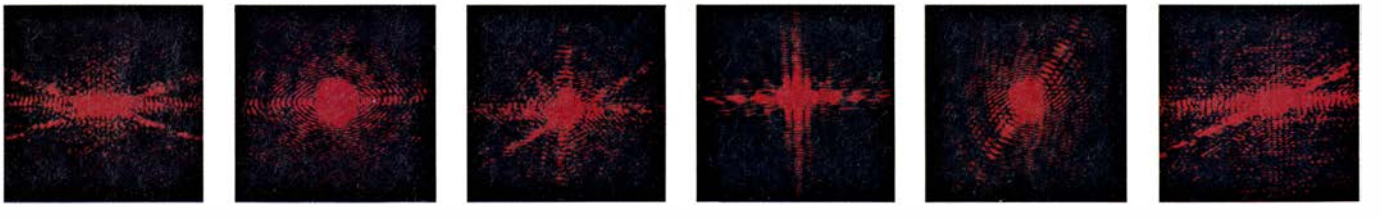
2. Retículo en la sombra de una bola



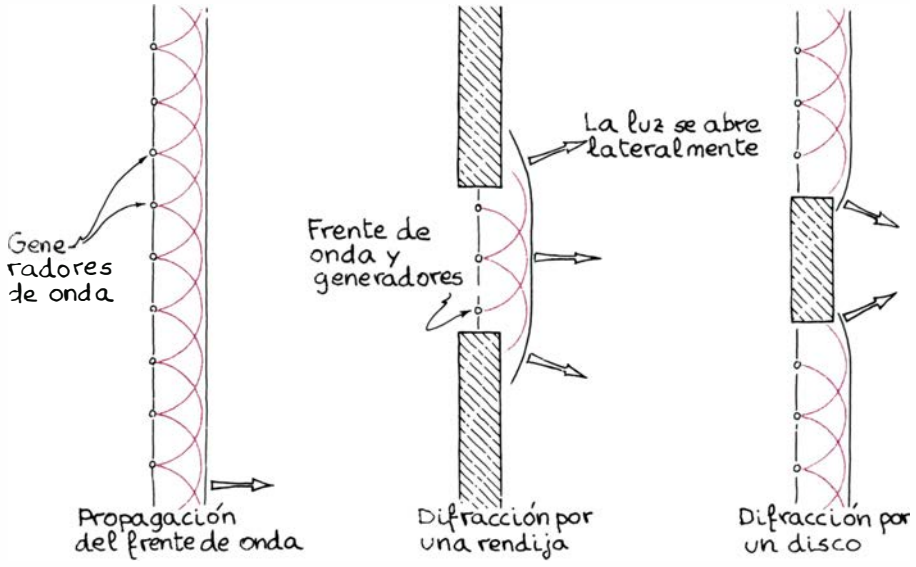
3. Imagen por difracción de un 2



4. Imagen por difracción de una **I**



5. Figuras de difracción que insinúan un nombre



6. Propagación de la luz mediante generadores de onda

El tamaño de las zonas depende de las distancias entre la abertura, la fuente luminosa y el papel. Así, tales distancias determinan el número de zonas que se encuentran en la abertura. Supongamos que el papel esté suficientemente alejado para que la zona central llene la abertura. Entonces, el centro de la figura de difracción aparecerá luminoso. Y si el papel se acerca más, en la abertura se distinguirá una segunda zona. Así, el centro de la figura de difracción aparecerá oscuro porque la luz procedente de la zona central y la que viene de la segunda zona se interfieren destructivamente.

Cuando el papel se acerca aún más, se presenta, en la abertura, la tercera zona. Aunque la luz procedente de la zona central y la procedente de la contigua siguen contrarrestándose, el centro de la figura de difracción aparece iluminado por la luz procedente de la tercera zona. Y, a medida que el papel se mueve hacia la abertura, el centro de la figura aparece alternativamente claro (cuando es impar el número de zonas que llenan la abertura) y oscuro (cuando es par el número de zonas).

A causa del llamado factor de oblicuidad, en las etapas oscuras la luz no se desvanece nunca por completo. En efecto, la luz de cada zona se proyecta más acusadamente en la dirección de progresión, pero menos acentuadamente hacia los lados. Entonces, la luz procedente de una zona de gran radio será así un poco más débil en el centro de la figura de difracción que la de una zona contigua de radio menor. Estas dos contribuciones se interferirán destructivamente en la hoja de papel, pero no se destruirán del todo.

Con objetos opacos pueden asimismo crearse figuras de difracción. Este fenómeno lo estudió Blaszczak examinando la figura de Poisson que arroja un disco metálico circular de unos 10 milímetros de diámetro. Encoló el disco a un alambre metálico delgado (galga del 30); suspendió éste entre dos pinzas sujetas a un soporte anular. El disco estaba a unos 10 metros del láser, cuyo haz lo ensanchaba una lente. La sombra caía así sobre un papel blanco situado a 30 metros detrás del disco. Tras ajustar la orientación del disco, Blaszczak examinó con lupa la pequeña sombra. Cuando el disco se encontraba perpendicular al haz (presentando una sección transversal circular) aparecía la figura de Poisson.

Para desparramar la luz, Blaszczak colocaba una lente delante del láser. Recolimaba a continuación la luz en un haz más ancho no divergente. (Para recolimar se hace que la primera lente enfoque la luz a un estenope. La luz que lo atraviesa pasa seguidamente por una lente cuyo foco está en el estenope.) En todos los casos aparecía la figura de Poisson.

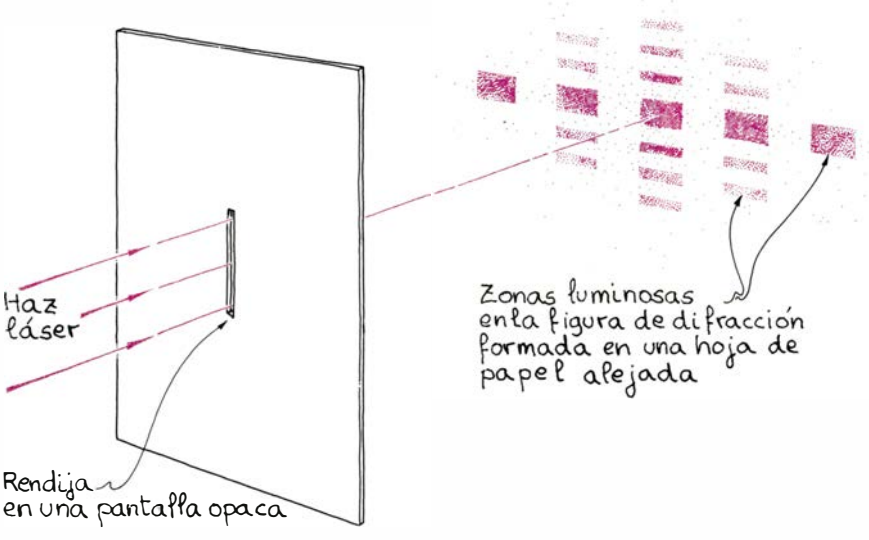
Colocando en la luz recolimada una diapositiva con un rostro, aproximadamente equidistante del láser y el disco, probamos a formar una imagen con éste. La zona de sombra presentó una complicada figura de difracción, pero nada que se asemejara a un rostro.

Sustituimos entonces el disco por una bola de cojinete redonda y pulida. La pieza arrojó una brillante figura de Poisson. Abriendo el haz del láser y acercando luego a éste la bola conseguimos una figura más extensa. De este modo, la distancia entre la bola y el papel donde se observaba la figura resultaba mayor.

Examinamos la figura con una lupa. Empleamos luego una cámara como instrumento de aumento. Con el objetivo retirado y la cámara interceptando la sombra de la bola, miramos por el visor y vimos una figura de Poisson ampliada.

Debo advertir que este dispositivo es peligroso. Al mirar por el visor de una cámara situada en el camino de un haz láser, el ojo enfoca la luz a la retina. Y ésta puede dañarse, con la ceguera consiguiente, si la figura es muy luminosa. La única sensación en este caso podría ser que la luz resulta desagradablemente brillante, sin que nos demos cuenta de todo el daño que recibimos.

Es mucho más seguro examinar la figura del papel mediante una lupa, pues así la intensidad de la luz queda reducida por la difusión en el papel. (Nosotros miramos por el visor porque, en el papel, la figura es muy pequeña y cuesta verla.) Pero incluso con papel subsiste el peligro si el láser es de gran potencia. La potencia nominal del nuestro es de 10 miliwatt, lo cual significa que su



7. Difracción en una rendija

potencia de salida máxima es de 10 miliwatt. Las figuras que observamos hubieran podido generarse con la misma facilidad con un láser menos potente.

Un experimento interesante puede ser fotografiar una figura de Poisson formada sobre un papel. Para ello se coloca la cámara desplazada hacia un lado al objeto de que no obstaculice el paso de la luz hacia el papel. Ahora bien, bajo ese ángulo, la figura no será circular; se gira, pues, el papel de modo que una perpendicular al mismo quede equidistante de la luz incidente y la visual de la cámara.

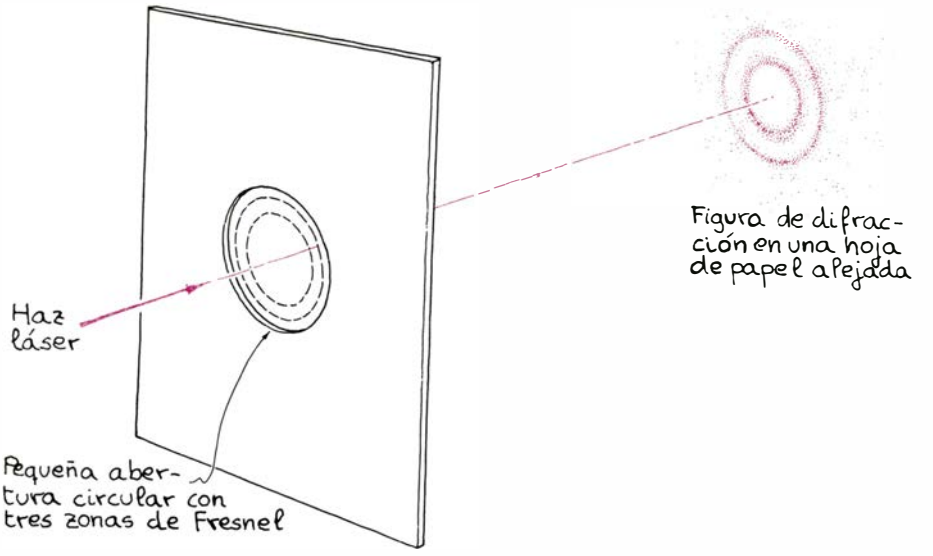
Esta última debe poseer un objetivo capaz de enfocar la figura sobre la película. Con esta disposición mis intentos fueron decepcionantes, pues la luz difundida por el papel solía acabar emborronando la delicada figura de Poisson.

Probé de otro modo. Con las luces apagadas y sin objetivo coloqué la cámara directamente en la sombra de la bola y expuse la película a varias velocidades. Con película de color ASA 400, obtuve las mejores fotos empleando los tiempos de exposición menores, usualmente 1/1000 o 1/500 de segundo. Si el láser es débil, recomiendo película de sensibilidad ASA 1000. Para mis clases prefiero diapositivas en color (ASA 400) que permiten proyectar los resultados.

La figura de Poisson proviene de la difracción de la luz alrededor de los costados de la bola. Supongamos que ésta sea iluminada por una luz de frente de onda plano. Cuando llegue a la bola, parte de sus generadores matemáticos serán bloqueados y eliminados por la misma bola. Los restantes seguirán generando pequeñas ondas hacia adelante, pero la interferencia entre éstas ya no podrá recrear el frente de onda original. En vez de ello, parte de la luz se diseminará por la zona en sombra de la bola.

Todos los generadores del frente de onda que traspasa la bola están en fase. Cuando la onda luminosa llega al papel, su fase y la interferencia la determinan la distancia recorrida. La luz que llegue al centro de la sombra desde un costado de la bola habrá viajado exactamente la misma distancia que la procedente del costado opuesto. Esta luz permanece en fase, se interfiere constructivamente y produce la mancha de Poisson.

Rodeando a la mancha aparece un círculo oscuro, creado por la interferencia destructiva. Consideremos un punto cualquiera de ese círculo. Es oscuro porque la luz procedente de un costado de la bola debe recorrer un trecho mayor que la procedente del costado directamente opuesto. Esa distancia demás pone a las dos ondas en exacta oposición de fase.



8. Zonas de Fresnel en una abertura circular

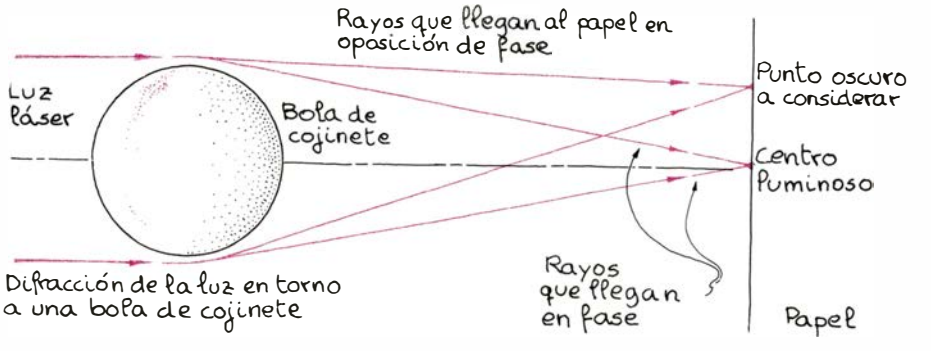
Un poco más alejado del centro hay un círculo debido a la interferencia constructiva. Aquí también la luz procedente de un costado de la bola debe recorrer una distancia mayor que la procedente del costado directamente opuesto; la distancia extra pone ahora las ondas otra vez en fase. (Una de las ondas se retrasa con respecto a la otra una longitud de onda completa.) En torno a la mancha de Poisson se dibujarán círculos luminosos y oscuros.

Esta figura puede explicarse también en función de las zonas de Fresnel. La bola obstaculiza la luz procedente de las zonas centrales. (En nuestro montaje experimental son varios centenares de zonas.) Inmediatamente fuera de la bola se encuentra la primera zona expuesta. El centro de la sombra recibirá luz desde esta zona y desde todas las demás expuestas que se hallen a distancias mayores del centro. Como las zonas adyacentes están en oposición de fase una con otra, se interferirán destructivamente. Ahora bien, el factor de oblicuidad disminuye las contribuciones de cada una de las más externas de suerte que la intensidad en el centro de la sombra resulta más o menos un cuarto de lo que sería si sólo lo iluminara la primera zona expuesta.

Consideremos las zonas que iluminan un punto del primer círculo oscuro de la figura de Poisson. La bola vista desde tal punto no está centrada en las zonas. O sea, algunas de las zonas cercanas a la bola están expuestas sólo parcialmente. De lo que resulta que las zonas se contrarrestan una con otra y el punto consiguiente de la figura de Poisson aparece oscuro.

Atendamos luego a un punto del primer círculo brillante de la figura de Poisson. Para este punto la bola estará aún más descentrada con respecto a las zonas y volvemos a que algunas de las zonas cercanas a la bola están expuestas sólo parcialmente. Pero esta vez el resultado global es claridad.

Si la bola presenta una sección transversal no circular al haz láser, la figura de Poisson aparece deformada o no aparece. Se deduce que los generadores de onda de un lado de la pieza carecen de parejas simétricamente dispuestas en el lado opuesto. Hablando de las zonas de Fresnel, diríamos que las más internas no están del todo expuestas



9. Formación de una figura de Poisson con una bola de cojinete

porque le falta simetría a la bola. La figura resultante en el papel puede ser complicada. Con asimetría suficiente, las porciones expuestas de las zonas pueden anular la luz en todos los puntos del papel, dejando la sombra a oscuras.

Como el cojinete difracta la luz hacia su sombra, produce una imagen un poco al modo de lente convexa, pero construyéndola por difracción y no por refracción. Creía con Blaszczak que la imagen se formaría con mayor facilidad con la bola, pues el disco hay que orientarlo con mucho esmero para que ofrezca una sección transversal circular al haz láser.

Empezamos por conseguir una figura de Poisson brillante. Luego, en el haz pusimos una diapositiva opaca que tenía un 2 transparente. Este número, iluminado totalmente, creó una figura de difracción de un lado a otro de la bola. Cambiamos gradualmente la posición de éste a la vez que inspeccionamos su sombra a la busca de una imagen del 2.

Pasamos dos días buscando en vano. Trasladamos entonces el experimento a dos salas comunicadas por una puerta que nos permitió ampliar la base hasta unos 80 metros. En un extremo pusimos el láser, la hoja de papel en el otro y la bola aproximadamente equidistante de ambos. Sustituimos el tosco soporte del cojinete por monturas micrométricas para así poder variar poco a poco la posición de aquél. Una montura movía verticalmente la bola y, horizontalmente, la otra.

Parte de nuestras dificultades la presentaba la figura de difracción que arrojaba el alambre al cual habíamos encolado la bola. A veces una porción de esa figura se extendía sobre la región en la cual buscábamos el 2. Probamos además con diapositivas de letras y otros números.

Finalmente, experimentamos con una diapositiva de un retículo de rayas negras, separadas éstas unos dos milímetros. Imaginó Blaszczak que aquel dibujo repetitivo podría hacer menos crítico el posicionamiento de la bola. Acertó. Al examinar la sombra, encontramos en su centro una imagen del retículo. Por fuera de la sombra se veía la porción de la figura de difracción original del retículo que había contorneado a la bola. Pero la figura central se debía exclusivamente a que la bola había difractado parte de la luz y la había enviado a la región de sombra.

Armados de mayor paciencia retornamos a la diapositiva del 2. Ajustamos la colocación de la bola en la figura de difracción arrojada por el 2. Variamos la distancia entre la diapositiva y la bola y entre ésta y el papel (o la cámara). Casi siempre el centro de la sombra consistió en una complicada figura de difracción que nunca se asemejaba al guarismo de marras. Por fin lo logramos con la bola aproximadamente en el centro de la figura de difracción procedente de dicho número.

¿Era aquella figura verdaderamente una imagen de la diapositiva, o se trataba de una orientación feliz de franjas de interferencia oscuras y claras? Hay un modo de comprobarlo: examinar la orientación de la imagen; si la bola hace de lente convexa, la imagen estará invertida y trastocadas la izquierda y la derecha con relación a la orientación del objeto. La imagen del 2 que descubrimos presentaba tal reorientación.

Vista desde el láser, la diapositiva nos ofrecía un 2 invertido y trastocado; lo que se veía en el papel era el número correctamente orientado. Acertamos asimismo a formar la imagen de una *I*, pero nunca lo logramos con formas más complicadas, tales como un rostro. (Hay viejos textos de óptica que hablan de investigadores que formaron imágenes de rostros con monedas o esferas metálicas, pero no entran en detalles.)

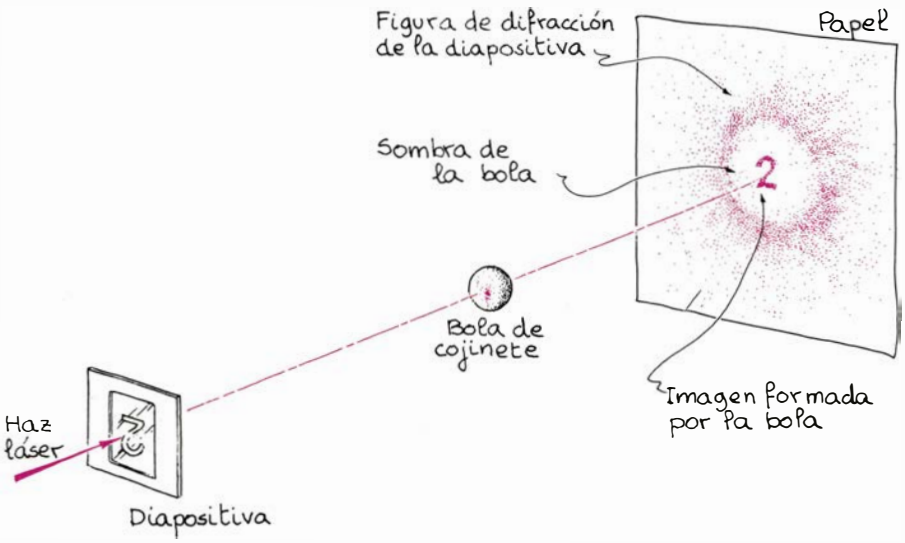
Para entender cómo puede formarse una imagen invertida en la sombra de la bola imaginemos una diapositiva con dos estenopes situada en un haz láser. Para la bola, cada estenope actúa de fuente luminosa puntual creadora de una figura de Poisson, centrada en una recta definida por el estenope y el centro de la bola. Las manchas nucleares de estas figuras son las imágenes de los estenopes y su separación es igual a la de éstos si la bola equidista de la diapositiva y el papel. Pero si la bola está más cerca del papel, las imágenes quedan más juntas; y más separadas si la bola se acerca al papel. La bola puede ampliar la separación entre los estenopes.

A causa de la fuerte distorsión por el solapamiento de las figuras de Poisson que rodean a las imágenes de los estenopes, éstas son mucho más borrosas con la bola que con una lente. En función del alineamiento de la diapositiva y la bola, el solapamiento produce un gran número de dibujos diferentes, algunos de los cuales dificultan el reconocimiento de la imagen.

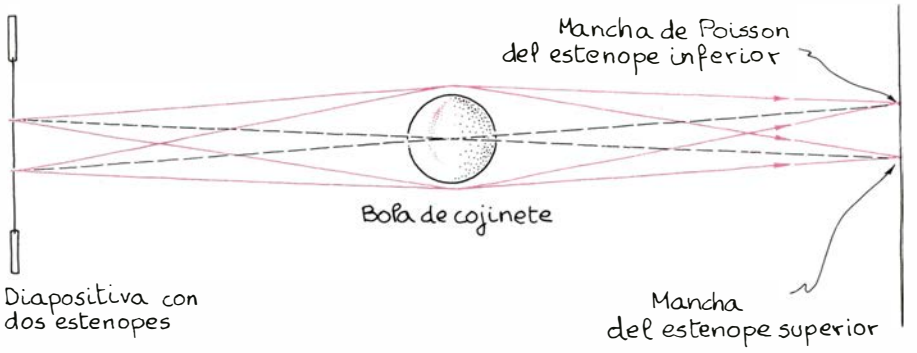
Probablemente nuestro fácil éxito en obtener la imagen del retículo se debiera a la repetición del motivo. Habitualmente, las líneas claras y oscuras cercanas al centro de la sombra confunden la imagen del objeto. Pero si éste es un retículo, aquellas líneas se ven obligadas a tomar una formación reticular y, con ello, facilitan la identificación de la imagen.

Cuando en el haz láser se ponen otras diapositivas debe resultar una formación de imágenes y distorsiones similares. Por ejemplo, una abertura en forma de *I* puede considerarse como una serie de estenopes que forman la letra y cada uno de los cuales crea una mancha de Poisson en el centro de la sombra de la bola. Si la formación de imágenes lo acierta, la composición de éstas dibujará una *I*.

Al probar esta experiencia, encontramos un rosario de manchas de Poisson, rodeada cada una de un anillo oscuro. El solapamiento de las figuras daba a veces dos líneas oscuras y aproximadamente paralelas que, más de cerca, perfilaban una *I*. Al poner una *M* en el haz aparecía una distorsión similar. Ajustando adecuadamente la posición de la bola, las imágenes de los trazos verticales de la *M* se asemejaban a la imagen de una *I*. Los trazos internos parecían pequeñas manchas.



10. Formación de la imagen de un 2 con una bola de cojinete



11. Formación de la imagen de dos estenopes

Muchas veces la figura de difracción que proyectaba el alambre de suspensión parecía distorsionar el centro de la sombra de la bola. Para salvar este inconveniente encolamos la bola a un portaobjetos de microscopio, que sujetamos con cinta adhesiva a las monturas micrométricas. Así, aunque los pequeños arañazos del vidrio aún deformaban un poco las figuras en la sombra de la bola, éstas eran más nítidas que antes.

Nos planteamos qué acontecería si se obstaculizara parte de la luz que se difracta en torno a la bola. Para verlo sostuvimos una carta junto a ésta; su borde creó una intensa figura de difracción propia en la región de sombra.

Recurrimos entonces a otro sistema. Pusimos en el haz una diapositiva con un solo estenope; le acercamos la bola. El estenope difractó la luz en una figura de círculos claros y oscuros en torno a un centro luminoso. En nuestras experiencias anteriores la bola se hallaba lejos para que lo bañara la luz procedente del centro de la figura.

Acercamos la bola lo bastante para que el primer círculo oscuro de la figura del estenope coincidiera con el perímetro de la bola. Así quedó ésta a oscuras, pues en todo el perímetro de la sección transversal de la bola la luz procedente del estenope se interfería destructivamente. En la sombra de la bola desapareció la mancha de Poisson.

A continuación acercamos más la bola, de modo que el primer círculo luminoso de la figura de difracción del estenope rozara su perímetro. Reapareció la figura de Poisson. Desplazamos la bola levemente hacia un lado, para descentrarla de la figura de difracción del estenope. En un costado, el centro de la figura iluminaba claramente el perímetro de la pieza; en el costado opuesto, parte de un círculo oscuro rozaba su superficie. Esta vez la sombra de la bola mostraba un brillante fulgor que la atravesaba por el centro. La figura de Poisson aparecía rebajada.

Evidentemente, la creación de la figura de Poisson depende de la difracción de la luz alrededor de costados opuestos de la bola. Cuando un costado se encuentra en una parte oscura de la figura de difracción del estenope, los rayos que pasan por ahí están en oposición de fase. Y, aunque se difracten hacia la región de sombra, siguen en oposición de fase y, así, se interfieren destructivamente.

Cuando el anillo oscuro del estenope rozaba todo el perímetro de la bola, ninguna luz que llegara a la región de sombra sobrevivía a la interferencia destructiva. La región quedaba a oscuras. Si el anillo oscuro rozaba sólo parte del perímetro, la luz que pasaba por ese costado no podía interferir constructivamente la que pasaba por el opuesto. En esta circunstancia, la sombra recibía luz desde un costado de la bola, pero faltaba la figura de círculos concéntricos.

Si bien la formación de imágenes mediante esferas y discos se viene estudiando desde 1818, no encuentro documentación sobre estudios pormenorizados. Por tanto, el experimentador aficionado dispone de un buen campo de acción. ¿A qué distancia de la diapositiva y del punto de observación debe estar una bola de cojinete para reforzar la imagen? ¿Dónde debe estar la bola en la figura de difracción producida por la diapositiva? La bola, ¿debe ser grande o pequeña? Una esfera mucho mayor que una bola de cojinete, ¿puede formar imágenes en su sombra? ¿Hay manera de reducir la distorsión de la imagen debida al solapamiento de las figuras de Poisson?

12. Imágenes posibles de una **I**

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

IMPORTANCIA DE LA INVESTIGACION BASICA

SYMPOSIUM ON TECHNOLOGY AND WORLD TRADE, GAITHERSBURG, MARYLAND. Dirigido por Robert L. Stern. Oficina Nacional de Pesos y Medidas, Departamento de Comercio de los Estados Unidos, 1966.

SYNCHROTRON RADIATION RESEARCH. Dirigido por Herman Winick y S. Doniach. Plenum Press, 1980.

THE ROLE OF BASIC RESEARCH IN SCIENCE AND TECHNOLOGY: CASE STUDIES IN ENERGY R & D. National Science Foundation, 1982.

EL FIRMAMENTO EN INFRARROJO

SPECIAL ISSUE ON THE INFRARED ASTRONOMICAL SATELLITE. En *The Astrophysical Journal*, vol. 278, n.º 1, 2.ª parte, págs. L1-L85; 1 de marzo de 1984.

EARLY RESULTS FROM THE INFRARED ASTRONOMICAL SATELLITE. G. Neugebauer, C. A. Beichman, B. T. Soifer, H. H. Aumann, T. J. Chester, T. N. Gautier, F. C. Gillett, M. G. Hauser, J. R. Houck, C. J. Lonsdale, F. J. Low y E. T. Young en *Science*, vol. 224, n.º 4644, págs. 14-21; 6 de abril de 1984.

ATEROSCLEROSIS, COLESTEROL Y RECEPTORES DE LDL

LIPOPROTEIN RECEPTORS AND CHOLESTEROL HOMEOSTASIS. Robert W. Mahley y Thomas L. Innerarity en *Biochimica et Biophysica Acta*, vol. 737, n.º 2, págs. 197-222; 24 de mayo de 1983.

MEVINOLIN AND COLESTIPOL STIMULATE RECEPTOR-MEDIATED CLEARANCE OF LOW DENSITY LIPOPROTEIN FROM PLASMA IN FAMILIAL HYPERCHOLESTEROLEMIA HETEROZYGOTES. David W. Bilheimer, Scott M. Grundy, Michael S. Brown y Joseph L. Goldstein en *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, vol. 80, n.º 13, págs. 4124-4128; julio, 1983.

DEFECTIVE LIPOPROTEIN RECEPTORS AND ATHEROSCLEROSIS: LESSONS FROM AN ANIMAL COUNTERPART OF FAMILIAL HYPERCHOLESTEROLEMIA. Joseph L. Goldstein, Toru Kita y Michael S. Brown en *The New England Journal of Medicine*, vol. 309, n.º 5, págs. 288-296; 4 de agosto de 1983.

INTERACCION ENTRE EL VIENTO SOLAR Y LA IONOSFERA DE VENUS

PIONEER VENUS RESULTS: AN OVERVIEW. Número monográfico de *Science*, vol. 205, n.º 4401, págs. 41-121; 6 de julio de 1979.

PIONEER VENUS RESULTS. Número monográfico del *Journal of Geophysical Research*, vol. 85, n.º A13, págs. 7573-8337; 30 de diciembre de 1980.

VISCOUS FLOW CIRCULATION OF THE SOLAR WIND BEHIND VENUS. H. Pérez-de-Tejada en *Science*, vol. 207, n.º 4434, págs. 981-983; 29 de febrero de 1980.

ORIENTATION OF PLANETARY D^+ FLUXES AND MAGNETIC FIELD LINES IN THE VENUS WAKE; H. Pérez-de-Tejada, D. S. Intriligator y C. T. Russell en *Nature*, vol. 299, n.º 5881, págs. 325-327; 23 de septiembre de 1982.

ECOLOGIA DE LA SELVA TROPICAL HUMEDA

ALLELOPATHY BY MYRMECOPHYTES: THE ANT *AZTECA* AN AN ALLELOPATHIC AGENT OF *CECROPIA*. Daniel H. Janzen en *Ecology*, vol. 50, n.º 1, págs. 147-153; invierno, 1969.

COSTA RICAN NATURAL HISTORY. Dirigido por Daniel Janzen. University of Chicago Press, 1983.

WHY BEES MOVE AMONG MASS-FLOWERING NEOTROPICAL TREES. Gordon W. Frankie y William A. Haber en *Handbook of Experimental Pollination Biology*, dirigido por C. E. Jones y R. J. Little. Van Nostrand Reinhold, Inc., 1983.

EL LASER C^3

MONOLITHIC TWO-SECTION GaInAsP/InP ACTIVE-OPTICAL-RESONATOR DEVICES FORMED BY REACTIVE ION ETCHING. L. A. Coldren, B. I. Miller, K. Iga y J. A. Rentschler en *Applied Physics Letters*, vol. 38, n.º 5, págs. 315-317; 1 de marzo de 1981.

HIGH-SPEED DIRECT SINGLE-FREQUENCY MODULATION WITH LARGE TUNING RATE AND FREQUENCY EXCURSION IN CLEAVED-COUPLED-CAVITY SEMICONDUCTOR LASERS. W. T. Tsang, N. A. Olsson y R. A. Logan en *Applied Physics Letters*, vol. 42, n.º 8, págs. 650-652; 15 de abril de 1983.

VIVIENDAS DE HUESOS DE MAMUT EN LA LLANURA RUSA

ICE-AGE HUNTERS OF THE UKRAINE. Richard G. Klein. University of Chicago Press, 1973.

MEZHIRICHSKIE ZHILISHCHA IZ KOSTEI MAMONTA. I. G. Pidoplichko. Naukova Dumka, Kiev, 1976. En lengua rusa.

THE UPPER PALEOLITHIC IN NORTH-CENTRAL EURASIA: EVIDENCE AND PROBLEMS. Edith M. Shimkin en *Views of the Past: Essays in Old World Prehistory and Paleoanthropology*, dirigido por Leslie G. Freeman. Mouton Publishers, 1978.

EXPERIMENTOS SOBRE ESTRUCTURAS GOTICAS

THE CONTRACTORS OF CHARTRES. John James. Mandorla Publications, Dooralong, New South Wales, 1981.

EXPERIMENTS IN GOTHIC STRUCTURE. Robert Mark. The MIT Press, 1982.

THE FIRST FLYING BUTTRESSES: A NEW RECONSTRUCTION OF THE NAVE OF NOTRE-DAME DE PARIS. William W. Clark y Robert Mark en *The Art Bulletin*, vol. 66, n.º 1, págs. 47-65; marzo, 1984.

JUEGOS DE ORDENADOR

MATHEMATICAL RECREATIONS AND ESSAYS. W. W. Rouse Ball, revisado por H. S. M. Coxeter. University of Toronto Press, 1974.

THE TOWERS OF HANOI PROBLEM. Peter Buneman y Leon Levy en *Information Processing Letters*, vol. 10, n.os 4 y 5, págs. 243-244; 5 de julio de 1980.

THE RING OF LINKED RINGS. S. N. Afriat. Gerald Duckworth & Company, Ltd., 1982.

TALLER Y LABORATORIO

FRAUNHOFER ALPHABET. Alan Winter en *Physics Education*, vol. 15, n.º 5, págs. 290-291; septiembre, 1980.

THE SPOT OF ARAGO: NEW RELEVANCE FOR AND OLD PHENOMENON. James E. Harvey y James L. Forgham en *American Journal of Physics*, vol. 52, n.º 3, págs. 243-247; marzo, 1984.

Taller y laboratorio

Configuración radial de las ondas de filo por vibración de los líquidos

Jearl Walker

Las ondas de filo son estructuras escasamente conocidas que adoptan una configuración radial en torno a un objeto que vibre en un líquido. El primero en dar noticia de ellas fue el sempiterno curioso Michael Faraday, el 1 de julio de 1831. Había dispuesto un trozo de madera, largo y rectangular (que llamó placa), sujeto encima de un cuenco con agua en la que se adentraba una corta distancia. Cuando hizo vibrar la placa, observó que "se formaban unas elevaciones al parecer permanentes, que nacían en la placa y que se proyectaban desde ella hasta una distancia de entre ocho y doce centímetros, o más, cual si fueran las púas de un peine basto".

Al día siguiente Faraday, a quien suele recordarse por sus investigaciones precursoras de la teoría electromagnética, produjo ondas de filo generando vibraciones en un gran recipiente de vidrio lleno de agua casi hasta el borde. Tras humedecerse un dedo, lo pasó por encima hasta que la pared del recipiente se puso a vibrar. Entonces, extendiéndose radialmente desde la pared, vio las crestas de las ondas de filo. Esta misma configuración se crea en una copa con vino u otro líquido cuando se frota el borde con un dedo para producir un zumbido.

Este artículo acerca de las ondas de filo está inspirado en estudios recientes de C. J. R. Garrett, en el Instituto de Geofísica y Física Planetaria de la Universidad de California en San Diego cuando los realizó, y J. J. Mahony, B. J. S. Barnard y W. G. Pritchard, de la Universidad de Essex. Además, Robert E. Apfel, de la Universidad de Yale, acaba de enviarme un manuscrito en el que describe sus investigaciones en torno a este tema. Empezaré con los experimentos de Faraday, de tan fácil desarrollo que pueden realizarse en la misma cocina. Luego describiré mis propias experiencias con un generador de olas, que es un aparato habitual en las clases de física de bachillerato.

Faraday, en su primer experimento, puso la placa a vibrar golpeteándola en el centro con el dedo, o percutiendo en ese punto con una varilla de vidrio que vibraba al ser golpeada con un dedo húmedo. Entonces se engendraban ondas cuando el extremo inferior de la placa oscilaba paralelamente a la superficie del agua.

Las ondas acuáticas se dan en dos tipos generales. Si el movimiento lo rige la gravedad, se llaman ondas de gravedad. Son de longitud de onda larga. Si el movimiento lo gobierna la tensión superficial, se llaman ondas de capilaridad; sus longitudes de onda son cortas. Las que nacían en la placa vibratoria de Faraday eran ondas de capilaridad corrientes.

En sentido perpendicular a la cara de la placa se formaban, además, cuatro crestas de ondas de filo. Faraday observó enseguida que, si bien tales crestas no cambiaban de posición, tampoco permanecían siempre en el mismo estado: se formaban y encogían con tal rapidez que producían la ilusión de inalteradas. De hecho las crestas contiguas estaban en oposición de fase una con otra: cuando la primera crecía, se contraía la segunda.

En su segundo experimento Faraday puso en juego una vibración dentro de una copa grande llena de agua casi hasta el borde. Al frotar éste con un dedo húmedo haciéndolo resbalar periódicamente, generaba vibraciones en la pared de la copa y éstas daban lugar a ondas de filo. En cuatro zonas del borde, las ondas no se presentaban nunca, o bien eran menos pronunciadas. Una de estas zonas se encontraba inmediatamente junto al dedo; las otras tres, a 90, 180 y 270 grados de éste. Entre esas regiones las ondas se presentaban pronunciadas. Conforme desplazaba el dedo siguiendo el borde, las posiciones de las ondas pronunciadas y poco pronunciadas se movían acompañándolo.

Faraday generó asimismo ondas de filo haciendo vibrar un diapasón que sumergió levemente en el agua. Cuando el instrumento vibraba con intensidad excesiva, en la superficie del agua se formaba una confusa erupción de gotas. Cuando la vibración era demasiado débil, sólo se creaban las ondas de capilaridad normales. A veces, la interferencia de éstas engendraba una configuración estacionaria entre las ramas del diapasón, pero no se trataba de ondas de filo. Estas se formaban cuando el diapasón vibraba con la intensidad adecuada, extendiéndose desde el instrumento e incluso, en ocasiones, borrando la configuración interferencial de las ondas de capilaridad normales.

Con las vibraciones del diapasón pudo crear también ondas de filo en tinta, mercurio, aceite tibio y gelatina fluida (líquida). En mercurio no duraban mucho porque la densidad del metal no tardaba en amortiguar la vibración del instrumento. En aceite frío no aparecieron, evidentemente por la gran viscosidad del medio.

Retornó entonces a su primer dispositivo de un objeto vertical vibratorio horizontalmente. En un tornillo de banco sujetó una varilla de madera que se extendía hacia abajo penetrando en un cuenco con agua. Al hacerla vibrar, generaba ondas de filo; cuanto más la hundía en el agua, menos numerosas eran las ondas, aunque más pronunciadas. Cuando la varilla vibraba demasiado intensamente, la superficie del agua se deshacía en gotas.

Al extremo inferior de la varilla sujetó luego un cartón, de veinte por siete centímetros aproximadamente. Cuando hacía vibrar la varilla, el cartón oscilaba horizontalmente dentro del agua. Surgían así múltiples crestas de ondas de filo, de un lado a otro de ambas caras del cartón.

En cada cara, las crestas contiguas oscilaban en oposición de fase unas con otras. No parecían guardar relación alguna las crestas de un lado del cartón con las del otro. Cuando sumergía un poco el cartón, vibraba rápidamente y se formaban innumerables crestas; cuando se sumergía más, la vibración era más lenta y menor el número de éstas.

Para estudiar el movimiento del agua dentro de la zona de las ondas de filo Faraday roció con polvos de licopodio y corcho finamente triturado la superficie líquida. En ningún caso se reveló una configuración de movimiento repetida, lo que significaba que no se establecían corrientes entre las ondas.

Las ondas de filo pueden asimismo formarse a partir de oscilaciones verticales. Faraday preparó una varilla de madera horizontal con un extremo sujeto a un tornillo de banco. Pegó al otro extremo un tapón de corcho de suerte que se introdujera en el interior de un cuenco con agua. Puso a vibrar la

varilla; el tapón oscilaba entonces verticalmente. Y "en torno al mismo se formó un hermoso conjunto de abundantes crestas, que se extendían dos, tres e incluso hasta cuatro pulgadas". Al hundir más el tapón en el agua, las crestas perdían intensidad.

Apfel ha descrito sus observaciones de ondas de filo en una copa de vino cuyo borde percutía con un dedo humedecido. Este resbala, se adhiere periódicamente al borde y genera ondas vibratorias en la pared de la copa. Ondas que, en su mayoría, se propagan por el vidrio y poco efecto producen, pero una de ellas posee una frecuencia tal que obliga a vibrar a la pared según una configuración repetitiva de oscilaciones radiales. De esta onda se dice que tiene la frecuencia resonante de la copa.

Durante la resonancia, la copa presenta cuatro regiones, sin vibración y regularmente espaciadas alrededor del borde. Entre ellas el vidrio oscila fuertemente en sentido radial. Este movimiento contra el vino crea, en esos puntos, unas ondas de filo muy bruscas.

Para contemplar estas ondas de filo hay que llenar la copa casi hasta arriba, pues sólo la parte superior de la copa vibra enérgicamente en la resonancia. El pie de la copa mantiene casi rígida su parte inferior.

La frecuencia resonante de una copa depende de la estructura y grosor de su pared y de la cantidad de vino que contenga. Una copa vacía tiene una frecuencia resonante elevada. A medida que se le añade vino, éste refrena la oscilación de las paredes y disminuye la frecuencia resonante.

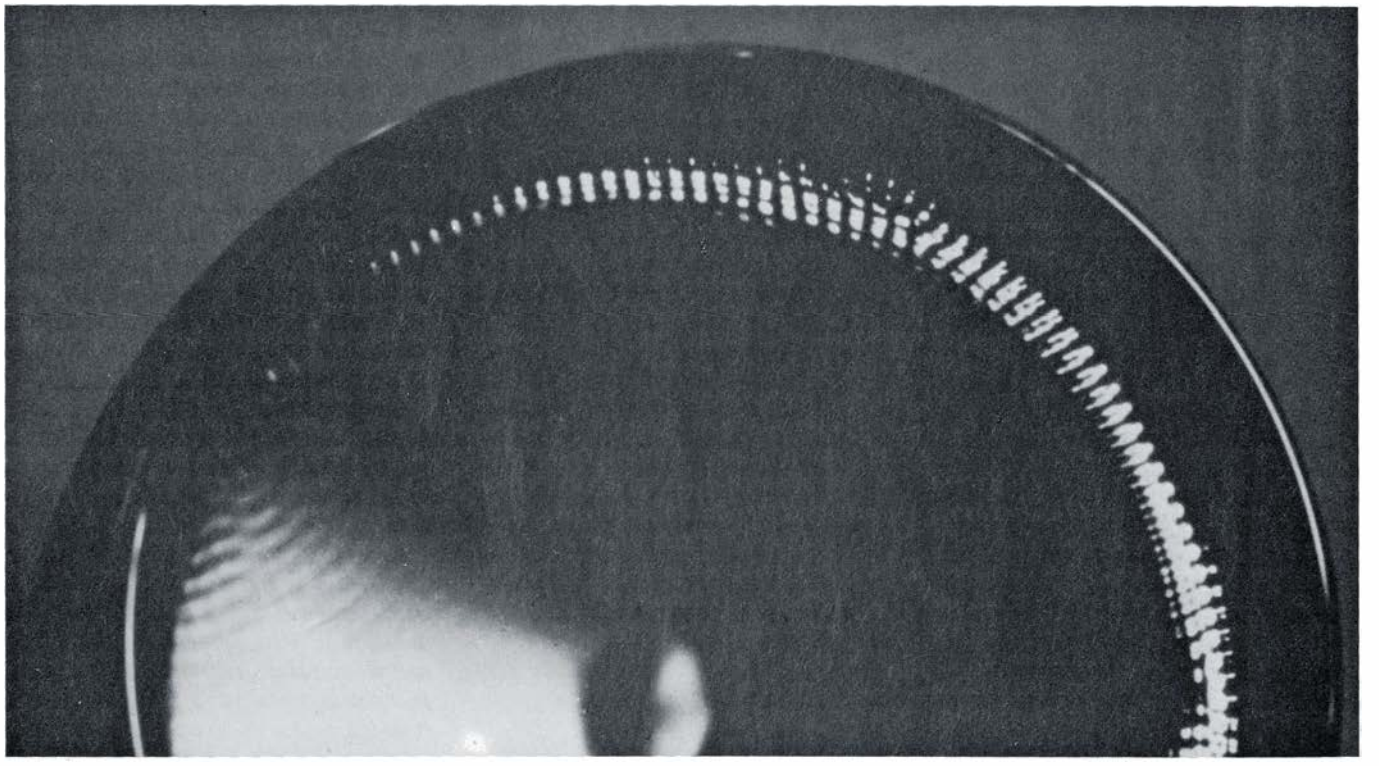
La distribución de ondas de filo acusadas y débiles acompaña al dedo en su movimiento, dificultando las observaciones. Para inmovilizar la distribución Apfel montó una copa sobre el plato de un tocadiscos; para hacerla más nítida a la fotografía, pintó la copa de negro. Con ésta casi llena de agua, mantuvo una esponja húmeda contra su pared para provocar la vibración. En otra foto sustituyó la copa por un plato de postre que contenía etilenglicol. El plato tenía una anchura de 20 centímetros y una frecuencia resonante de unos 200 hertz.

Sus experimentos con ondas de filo los han hecho Barnard y Pritchard con un recipiente de agua de 30,6 centímetros de ancho, 16 centímetros de alto y 2,7 metros de largo. Una aleta, engoznada a lo largo del fondo de un extremo del recipiente y que sobresalía de la superficie del agua, les servía para generar ondas. En el otro extremo del tanque había una playa en declive que absorbía las ondas de capilaridad que llegaban allí, para que no se reflejaran y retornaran a la zona de las ondas de filo. La aleta se hacía oscilar con un vibrador electromagnético excitado por un oscilador electrónico que funcionaba a baja frecuencia. Se tomaron grandes precauciones para estabilizar la corriente y, de ese modo, fuera repetible la creación de ondas de filo.

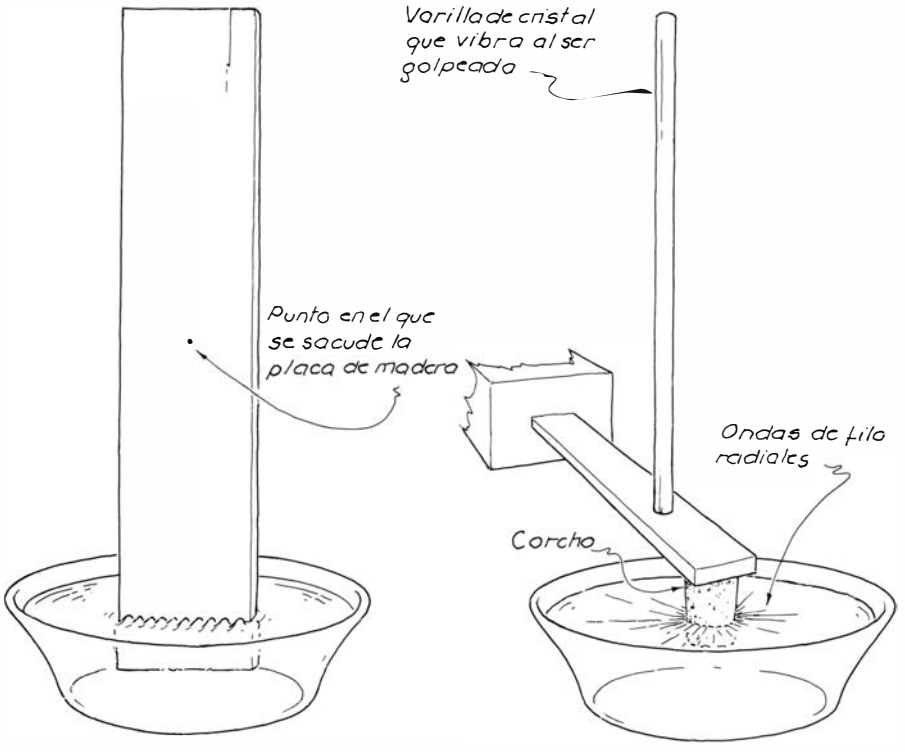
A ciertas frecuencias, en la superficie de la paleta expuesta al aire, aparecían las cadenas de ondas de filo. Estas, como en los experimentos de Faraday, eran perpendiculares a dicha superficie. Las oscilaciones, cuanto más rápidas, mayor número de crestas generaban, las más altas de las cuales se veían más cercanas a la paleta, disminuyendo de altura con la distancia a la misma.

Salvo en la vecindad de la aleta no aparecían ondas de filo en ningún otro sitio. Extrañamente, no se formaban en cuanto empezaba a oscilar la aleta (pero sí las ondas de capilaridad normales). Pero cuando ya se formaban, para lo que a veces tenía que pasar hasta un minuto, comenzaban creciendo lentamente y, después, rápidamente. Las crestas oscilaban verticalmente y su altura máxima variaba de una forma periódica. Un rasgo a destacar: para una cresta dada, su altura máxima variaba desde el máximo hasta el mínimo y al revés cada 50 segundos más o menos.

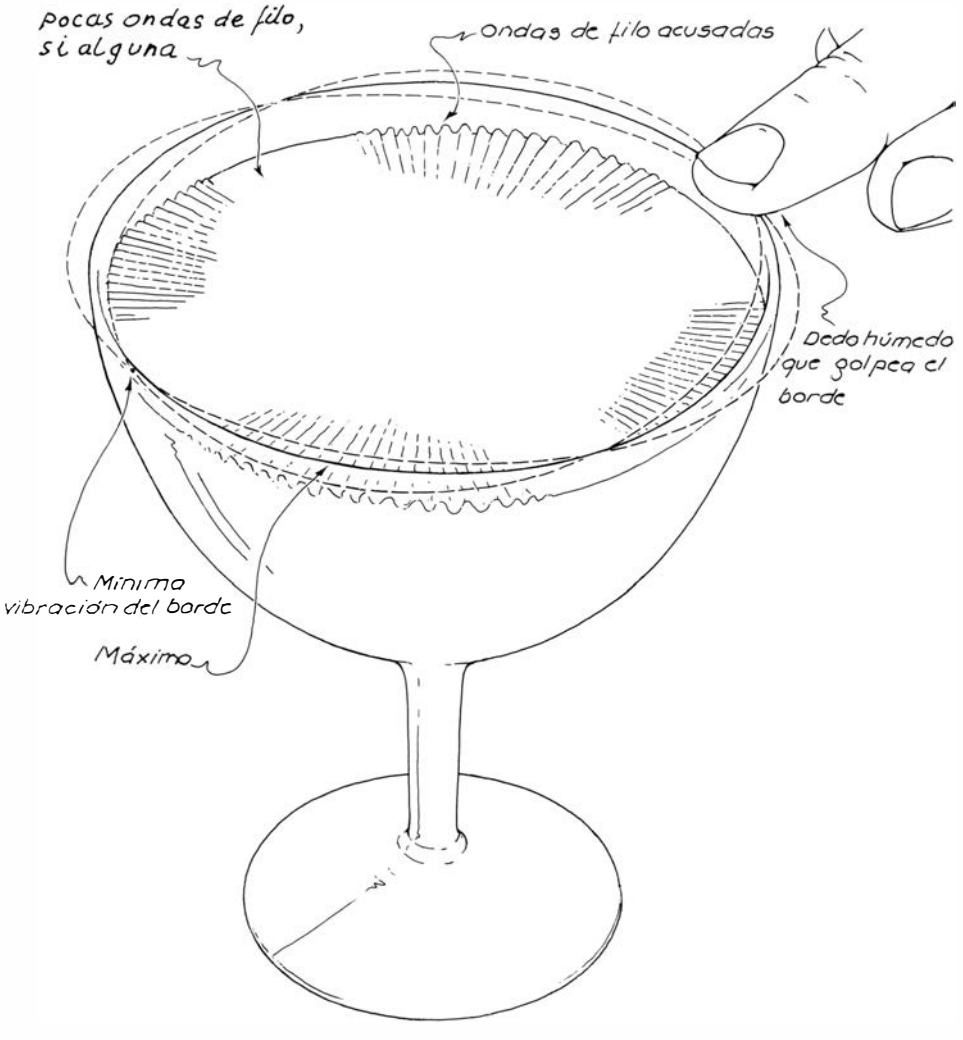
Parte de estos resultados experimentales se explican en el reciente trabajo teórico de Garrett y Mahony, quienes llegan a la conclusión de que las ondas de filo sólo puede producirlas un generador de olas del tipo de paleta o aleta oscilante. Tales ondas no las crea el tren de ondas de capilaridad normales que se propagan desde el generador,



1. Ondas de filo generadas por la vibración de un líquido



2. Experimentos con ondas de filo de Michael Faraday



3. Creación de ondas de filo en una copa

pues de lo contrario se las vería siempre que hubiera movimiento de ondas de capilaridad en el agua.

El campo de presiones que crea una paleta oscilante engendra inestabilidad en la superficie del agua. Y la producción y propagación de las ondas de capilaridad normales es un medio de que se mitigue esa inestabilidad. Evidentemente, la creación de una configuración estacionaria de ondas de filo es otro medio. Las crestas de ondas de filo alcanzan sólo una corta distancia desde la paleta, limitadas no por la disipación de su energía sino por el campo de presiones creado por la paleta.

De las ondas de filo se dice que son un caso de resonancia paramétrica, término derivado del tipo de ecuación diferencial que describe su movimiento. Característica de tal resonancia es que un movimiento (las ondas de filo aquí) tiene una frecuencia mitad que la del otro (el de la paleta). La paleta empuja el agua que tiene delante, creando una zona de tensión. Esta la alivia en parte la formación de las ondas de filo que oscilan a una frecuencia mitad que la paleta.

Cada empujón de la paleta proporciona más energía a las ondas de filo. Pero éstas no tardan en alcanzar un límite para el que, entonces, el flujo de energía se invierte.

Esta transferencia periódica de energía entre sistemas es asimismo característica de la resonancia paramétrica. Y es además la causa de que varíe la altura máxima de cresta en una distribución de ondas de filo. La altura adquiere su mayor valor cuando la paleta cede energía a la onda; es mínima cuando ésta la cede a la primera.

En mi caso, comencé con algunos experimentos sencillos en una copa llena de agua. Logré excitar las ondas frotando cuidadosamente el borde con un dedo humedecido. Para asegurarme su permanencia a la vista durante más tiempo, excité el vidrio con un altavoz accionado por una señal amplificada procedente de un oscilador de audio. Con cinta adhesiva fijé la base de la copa a una mesa. El cono abierto del altavoz lo puse en contacto con el borde de la copa y, así, podía gobernar la frecuencia e intensidad de las oscilaciones.

Cuando sintonicé el oscilador de audio a la frecuencia resonante de la copa, desde el límite del vidrio y hacia el interior se propagaron inmediatamente ondas de capilaridad circulares. Al cabo de unos 30 segundos o más, alrededor de la orilla se alzaron del agua las ondas de filo, las cuales alcanzaban hasta un centímetro hacia adentro. Al

principio parecían crecer lentamente, pero luego mucho más rápido. Resultaban muy frágiles y desaparecieron cuando sacudí levemente la mesa al tomar mis notas. No tardaron en reaparecer. Con el oscilador a bajo nivel, las ondas de filo rodeaban una zona central relativamente encalmada. Mas a medida que incrementé la intensidad de la señal, se extendieron hacia el centro del líquido, formando ondulaciones de complicado dibujo.

Giré el cono del altavoz hacia el techo y coloqué sobre él un vidrio de reloj parcialmente lleno de agua. No aparecieron ondas de filo; tal vez, no pude crear resonancia en la pieza.

Probé luego a producir ondas de filo con un aparato de masaje que es esencialmente un oscilador sencillo. Lo introduje en un tazón con agua; casi al instante, desde él se propagaron las ondas de capilaridad y a su alrededor surgió asimismo una configuración de ondas de filo. Esta se desplazaba poco a poco en sentido horario, porque el oscilador vibraba asimétricamente.

El resto de mis experimentos los realicé con un oscilador que recuperé de un viejo aparato de olas de los habituales en las aulas para mostrar la interferencia ondulatoria. Separé el motor con su carcasa y los sujeté con abrazaderas a un soporte anular. Del árbol del motor salía un vástago vertical y, cuando lo puse en marcha con corriente continua, su extremo inferior comenzó a oscilar horizontalmente.

Para construir una paleta accionada por el vástago recorté un rectángulo plano de chapa fina; la pinté de negro con pistola, con la idea de que contrastara con las ondas acuáticas. En el centro de la parte superior de la paleta pegué un clavo cuya punta pasé por un agujerito existente en el extremo inferior del vástago suspendido del motor. El clavo quedaba fijado con un tornillo.

La abrazadera que sujetaba al motor la bajé hasta que el trozo de chapa se sumergió algunos milímetros en un recipiente rectangular con agua (una fuente para asar al horno de vidrio). Cuando di la corriente, el trozo de chapa actuó de paleta al oscilar horizontalmente. Aumentando la tensión en la fuente de alimentación me era posible aumentar la frecuencia de oscilación de la paleta.

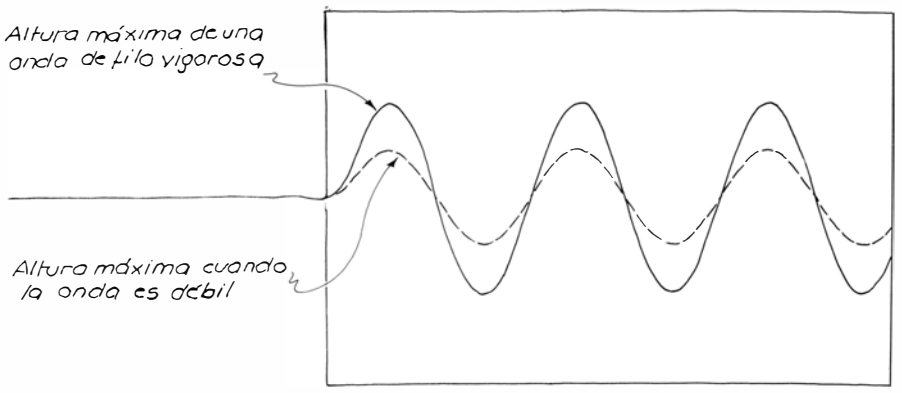
Debo advertirles que este dispositivo puede resultar muy peligroso. Procúrese que el motor se mantenga seco y que todos los contactos eléctricos queden bien separados del agua. Si la paleta comenzara a expulsar gotas de agua del recipiente, córtese la corriente.

En mis experimentos aumentaba yo paulatinamente la corriente hasta que el motor comenzaba a reaccionar. Intensificaba un tanto la fuerza eléctrica y examinaba la superficie de la paleta a la busca de ondas de filo. Como éstas no aparecen enseguida, esperaba algunos minutos antes de aumentar más la corriente.

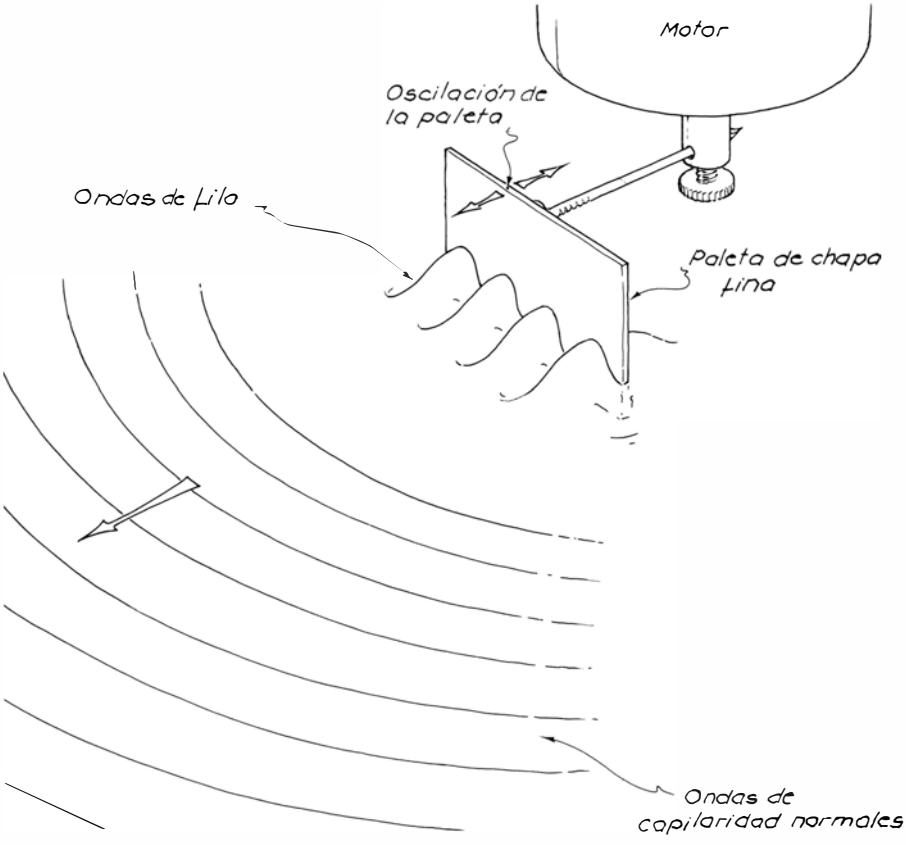
Al final, la oscilación de la paleta adquirió tal viveza que del agua surgieron ondas de filo. A lo largo de la cara de la paleta aparecieron cuatro crestas que se prolongaban un centímetro. Una formación igual apareció en la otra cara. Al siguiente incremento de la frecuencia de oscilación se crearon ya cinco crestas.

Para que me facilitara el examen de una eventual circulación organizada rocié la superficie del agua con pimienta negra molida. Como Faraday, no descubrí ninguna. Observé las ondas lateralmente (de modo que veía a la paleta moverse de izquierda a derecha). Entonces, la cresta más cercana ofrecía el aspecto de una protuberancia con una mala cuadrícula superpuesta, que se extendía desde la zona borrosa ocupada por la paleta. Tanteé las ondas con varios objetos, entre ellos otra tira de chapa. Resultaron ser muy estables, incluso ante los obstáculos que se colocaran directamente frente a todas.

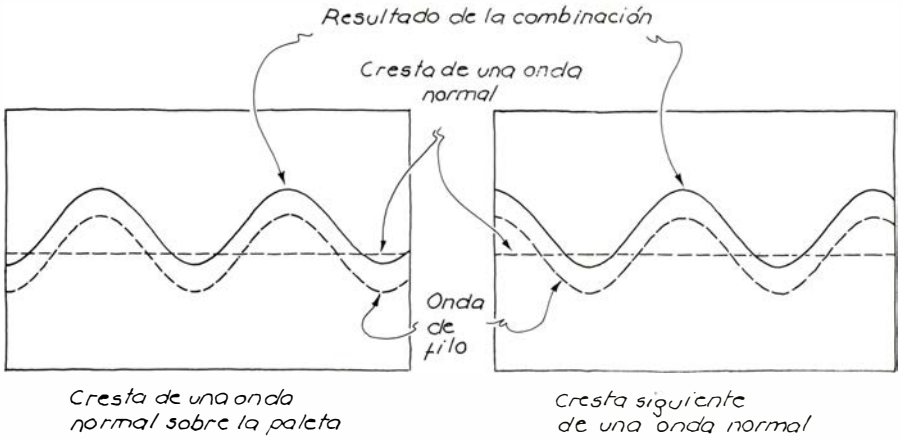
Para que destacaran, apagué las bombillas de la habitación y encendí una luz estroboscópica. Cuando los destellos se acompasaron a la frecuencia de la paleta, ésta apareció inmovili-



4. Variaciones en la altura de las crestas



5. Instalación casera para estudiar las ondas de filo



6. Formación de las crestas

zada. Pero como las ondas de filo oscilan a una frecuencia mitad que la paleta, seguí viéndolas en movimiento. Si delante de la paleta hay cuatro crestas, durante el destello se distinguen dos. Si de las dos que se ven una es la que está más a la izquierda, la que está inmediatamente a la derecha de ésta no se ve, la siguiente a la derecha de ésta sí se distingue, pero no la que está más a la derecha. En el destello siguiente se invierten los papeles.

Aunque la oscilación de las crestas debería ser visible con luz estroboscópica, a mí me resultó excesivamente rápida para seguirla. Tampoco pude salvar la dificultad reduciendo a la mitad la frecuencia de los destellos. En este caso, la paleta volvía a inmovilizarse; a cada destello se revelaba, sin embargo, el mismo conjunto de crestas.

Por último opté por una frecuencia de destello algo menor que la mitad de frecuencia de la paleta. A cada uno de los destellos sucesivos se revelaba así un conjunto de crestas levemente distinto. El que vi primero disminuyó gradualmente, mientras el otro crecía sobre el agua. Cuando este nuevo conjunto alcanzó su máxima altura, comenzaba a disminuir a la vez que reaparecía el original. Estos cambios, bastante lentos, se seguían bien.

Con una cadencia de destello ajustada pude, por fin, comprender cómo se forman las crestas. Resultan de la combinación de ondas de capilaridad normales con ondas de filo. En la figura 6 se ilustran dos casos en que la paleta está completamente adelantada con la cresta de una onda de capilaridad normal ocupando su frente. En el primero, la onda de filo presenta un máximo hacia la izquierda. Este máximo se combina con la cima de la onda normal para producir una cresta en la paleta. Algo más hacia la derecha se crea otra cresta.

En el segundo caso la paleta se ha retirado y vuelto a avanzar, de modo que la cima de la onda normal siguiente ocupa todo su frente. La formación de crestas resulta, también, de la combinación de la onda de filo con la normal. Como la primera oscila a la mitad de la frecuencia de la segunda, no habrá desarrollado un ciclo completo. A la izquierda de la paleta la onda de filo presentará ahora un mínimo. Y, así, las crestas surgidas de la combinación de las ondas de ambos tipos aparecen desplazadas con respecto a las que se mostraban en el avance anterior de la paleta. Al avance siguiente se recrearán las crestas iniciales.

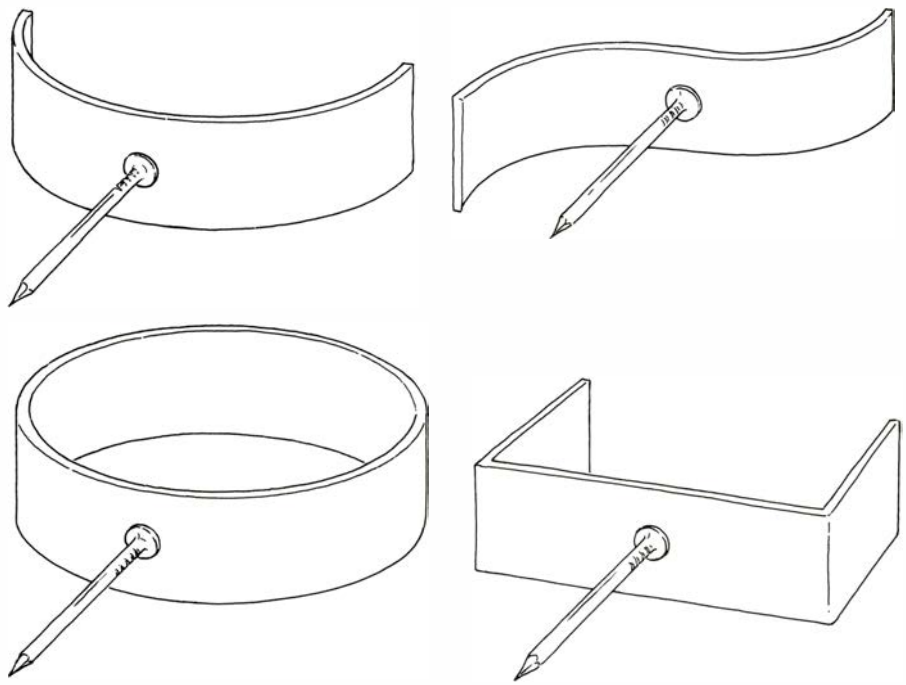
Construí varias paletas más en sustitución de la plana. Pegando la cabeza del clavo al lado convexo fabriqué una semicircular. Las ondas de filo aparecieron en las dos caras. A otra le di forma de *S*, para que su frente (cara opuesta al clavo) presentara a la vez una superficie cóncava y otra convexa. Aquí, en la parte cóncava apareció una cresta pronunciada y otra más rechoncha en la parte convexa. En otro caso, practiqué una ranura en el borde inferior de una paleta plana; aún así se formaron ondas de filo.

Construí otra paleta con tres lados de un rectángulo; y le pegué el clavo en el centro del lado convexo. En ambas caras aparecieron ondas de filo, pero no a lo largo de las superficies que se deslizaban por el agua presentando una sección transversal pequeña.

La última de mis paletas la constituyó un pequeño aro metálico que encontré en la cocina. Cuando el motor lo impulsó horizontalmente surcando el agua, alrededor de la pared interna aparecieron ondas de filo y también en algunos puntos de la exterior. Pero la conformación de éstas no era perfecta, ya que el motor pecó de inestabilidad en su esfuerzo por accionar un objeto tan pesado.

Retorné a la paleta plana para estudiar el nacimiento de las ondas de filo por lenta elevación de la tensión de la fuente de alimentación, con la subida consiguiente de la frecuencia de la oscilación. A cada incremento hacía una pausa, pues las ondas de filo se generan con lentitud.

Una vez aparecidas las ondas disminuía la tensión y, con ello, la frecuencia de oscilación. Entonces las ondas de filo persistían, aun cuando la tensión fuese muy inferior a la requerida para iniciarlas. Evidentemente, la frecuen-



7. Paletas diversas para generar oscilaciones

cia de paleta necesaria para mantener las ondas de filo es menor que la necesaria para iniciarlas, por la presumible razón de que se requiere una buena dosis de energía para generarlas. Cuando disminuí la tensión un poco más las ondas desaparecieron pausadamente, tardando lo mismo que en aparecer cuando la tensión era más alta.

Con las ondas formadas me detuve a examinar el intercambio periódico de energía entre ellas y la paleta. Apagué las luces para ver las crestas ininterrumpidamente. Estimé así el tiempo que necesitan para descender sobre el frente de la paleta, hasta su mínima altura desde su máxima y a la inversa. Resultó un tiempo típico de 14 segundos.

A continuación vertí sobre el agua aceite de maíz al tiempo que observaba las ondas de filo. Las primeras gotas se esparcieron en una capa fina. El aceite fue concentrándose luego en grandes charcos hasta acabar con un grosor de varios milímetros.

La formación de ondas de filo no pareció alterarse hasta algunos minutos después de haber añadido el último aceite. Entonces, desapareció la formación. Pensé que el aceite sería excesivamente viscoso para sostener ondas de filo, o que habían desaparecido probablemente a causa de la masa flotante de gotas de agua y burbujas de aire batida por la paleta. Verifiqué lo segundo esperando hasta que la masa tuviera tiempo de deshacerse en una capa uniforme de aceite. Cuando puse en marchar la paleta, las ondas de filo no se demoraron.

Me pregunté además si las ondas de filo podrían formarse en la superficie de separación entre el agua y el aceite. Entonces coloqué cuidadosamente la fuente de asar medio al aire desde el borde de una mesa y así me las arreglé para examinar la tal superficie desde el fondo. No descubrí indicios de formación alguna de ondas de filo, ni siquiera cuando éstas se manifestaban pronunciadamente en la superficie libre.

Para mis últimas experiencias vertí una lata de aditivo para aceites industriales por encima del agua. Se trataba de un fluido sumamente viscoso. No aparecieron ondas de filo. Sería que el fluido resultaba demasiado viscoso o el motor demasiado débil para impulsar con fuerza suficiente a la paleta en un medio tan espeso.

Las letras que el mes pasado solicité a los lectores que identificaran en las figuras de difracción formaban la palabra MORISN y pretendían sugerir el nombre de Philip Morrison, de la redacción de SCIENTIFIC AMERICAN.

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

SATELITES METEOROLOGICOS

RADIATION IN THE ATMOSPHERE. Kondratyev. Academic Press, 1969.

SMITHSONIAN METEOROLOGICAL TABLES. Preparadas por R. List. Smithsonian Institution Press; Washington, 1976.

INTRODUCTION TO THE METEOSAT SYSTEM. Morgan y Jensen. ESA; Darmstadt, 1978.

THE ROLE OF SATELLITES IN WMO PROGRAMMES IN THE 1980's en *Planning Report* n.º 36 (de la Vigilancia Meteorológica Mundial). OMM; Ginebra, 1980.

POTENTIAL BENEFITS FROM A EUROPEAN METEOROLOGICAL SPACE PROGRAMME. Lagarde. (Informe de ESA por contrato de EUROSAT, S.A.) Ginebra, 1980.

ECONOMIC IMPACT OF AN OPERATIONAL METEOROLOGICAL SATELLITE PROGRAMME IN THE 80's. Lagarde en *ESA-EXEC (80)-2*. (Informe por contrato de EUROSAT, S.A. para ESA.) Ginebra, 1980.

ATMOSPHERIC SOUNDING USER'S GUIDE. En *NOAA. Technical Report NESS 83*, dirigido por Werbowezki. Washington, 1981.

SYSTÈME DE LOCALISATION ET DE COLLECTE DES DONNÉES PAR SATELLITE. Argos; Toulouse, 1984.

MEMORIA ATOMICA

COHERENT OPTICAL SPECTROSCOPY. Richard G. Brewer en *Aux Frontières de la Spectroscopie Laser = Frontiers in Laser Spectroscopy*, dirigido por Roger Balian, Serge Haroche y Sylvain Liberman. North-Holland Publishing Company, 1977.

MICROSCOPIC THEORY OF OPTICAL LINE NARROWING OF A COHERENTLY DRIVEN SOLID. A. Schenzle, M. Mitsunaga, R. G. DeVoe y R. G. Brewer en *Physical Review A*, vol. 30, n.º 1, págs. 325-335; julio, 1984.

RECONOCIMIENTO MUTUO ENTRE NEURONAS EMBRIONARIAS

EMBRYONIC DEVELOPMENT OF IDENTIFIED NEURONES: DIFFERENTIATION FROM NEUROBLAST TO NEURONE. Corey S. Goodman y Nicholas C. Spitzer en *Nature*, vol. 280, n.º 5719, págs. 208-214; 19 de julio de 1979.

GUIDANCE OF NEURONAL GROWTH CONES: SELECTIVE FASCICULATION IN THE GRASSHOPPER EMBRYO. J. A. Raper, M. J. Bastiani y C. S. Goodman en *Cold Spring Harbor Symposia on Quantitative Biology*, vol. 48, págs. 587-598; 1983.

NEURONAL GROWTH CONES: SPECIFIC INTERACTIONS MEDIATED BY FILOPODIAL INSERTION AND INDUCTION OF COATED VESICLES. Michael J. Bastiani y Corey S. Goodman en *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, vol. 81, n.º 6, págs. 1849-1853; marzo, 1984.

CELL RECOGNITION DURING NEURONAL DEVELOPMENT. Corey S. Goodman, Michael J. Bastiani, Chris Q. Doe, Sascha du Lac, Stephen L. Helfand, John Y. Kuwada y John B. Thomas en *Science*, vol. 225, n.º 4668, págs. 1271-1279; 21 de septiembre de 1984.

REPRODUCCION DIGITAL DEL SONIDO

BLIND DECONVOLUTION THROUGH DIGITAL SIGNAL PROCESSING. Thomas G. Stockham, Thomas M. Cannon y Robert B. Ingebretsen en *Proceedings of the IEEE*, vol. 63, n.º 4, págs. 678-692; abril, 1975.

DIGITAL AUDIO TECHNOLOGY. T. Doi, H. Nakajima, J. Fukuda y A. Iga. TAB BOOKS Inc., 1983.

DETECCION DE LA PRESA EN EL ESCORPION DE LA ARENA

PREY-LOCALIZING BEHAVIOUR OF THE NOCTURNAL DESERT SCORPION, *PARUROCTONUS MESAENSIS*: ORIENTATION TO SUBSTRATE VIBRATIONS. Philip Brownell y Roger D. Farley en *Animal Behaviour*, vol. 27, 1.ª parte, págs. 185-193; febrero, 1979.

FEEDING AND EXCRETION IN THE SCORPION *PARUROCTONUS MESAENSIS*: WATER AND MATERIAL BALANCE. Stanley Yokota en *Journal of Experimental Biology*, vol. 110, págs. 253-265; 1984.

EL POZO MAS PROFUNDO DEL MUNDO

THE KOLA SUPER-DEEP WELL: INTERIM RESULTS AND PROSPECTS, EPISODES. Yevgeny A. Kozlovsky en *Geological Newsletter* (Unión Internacional de Ciencias Geológicas), vol. 1982, n.º 4, págs. 4-11; diciembre, 1982.

KOMPLEKSNAYA PROGRAMMA GLUBINNOVO IZUCHENIYA ZEMNYX NEDR (EL COMPLEJO PROGRAMA DE ESTUDIOS PROFUNDOS DE LA TIERRA). Ye. A. Kozlovsky en *Sovetskaya Geologiya*, n.º 9, págs. 3-12; Izdatel'stvo Nedra (Editorial de Recursos Naturales), 1982. Traducido al inglés en *Petroleum Geology*, vol. 19, n.º 6, págs. 300-302; 1983.

ROTACION MENTAL DE LOS OBJETOS

MENTAL ROTATION OF RANDOM TWO-DIMENSIONAL SHAPES. Lynn A. Cooper en *Cognitive Psychology*, vol. 7, n.º 1, págs. 20-43; enero, 1975.

PERCEPTION. Julian E. Hochberg. Prentice-Hall, Inc., 1978.

ECOLOGICAL CONSTRAINTS ON INTERNAL REPRESENTATION: RESONANT KINEMATICS OF PERCEIVING, IMAGINING, THINKING AND DREAMING. R. N. Shepard en *Psychological Review*, vol. 91, n.º 4, págs. 417-447; octubre, 1984.

EL NAVIO DE LINEA ESPAÑOL

THE TRANSIENT PRESENCE: A REAPPRAISAL OF SPANISH ATTITUDES TOWARD THE NORTHWEST COAST IN THE EIGHTEENTH CENTURY. Christon I. Archer en *BC Studies*, n.º 18, págs. 3-32; verano de 1973.

THE CENTURY BEFORE STEAM. Alan McGowan. National Maritime Museum. Her Majesty's Stationery Office, 1980.

LA ARMADA ESPAÑOLA EN EL SIGLO XVIII. José P. Merino Navarro. Fundación Universitaria Española, 1981.

JUEGOS DE ORDENADOR

INTRODUCTION TO COMPUTER SIMULATION: THE SYSTEMS DYNAMICS APPROACH. Nancy Roberts, David F. Andersen, Ralph M. Deal, Michael S. Garet y William A. Schaffer. Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1983.

TALLER Y LABORATORIO

CROSS-WAVES, PART 1: THEORY. J. J. Mahony en *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 55, 2.ª parte, págs. 229-244; 26 de septiembre de 1972.

CROSS-WAVES, PART 2: EXPERIMENTS. B. J. S. Barnard y W. G. Pritchard en *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 55, 2.ª parte, págs. 245-255; 26 de septiembre de 1972.

Taller y laboratorio

Indagaciones en torno a la caída de la lluvia en una tormenta

Jearl Walker

¿Cae al azar la lluvia de una tormenta o lo hace organizadamente? Richard W. Stimets, de la Universidad de Lowell, ha ideado un experimento para averiguarlo. Estudiando las tormentas que cruzan el extremo oriental de Massachusetts ha descubierto que, efectivamente, en algunos casos la precipitación obedece a ciertos patrones, lo que presupone que la humedad de las nubes está a veces organizada.

¿Y qué podría causar tal organización? En América del Norte las tormentas suelen ir asociadas a zonas de baja presión que se dirigen hacia el este. Dichos sistemas de baja presión son grandes masas de aire que, en virtud de la rotación terrestre, circulan en sentido antihorario. Una tormenta típica posee dos frentes, o límites que separan masas de aire a temperaturas distintas o bien vientos. En la parte delantera (oriental) del sistema tormentoso hay un frente cálido, cuyo límite se extiende desde el centro del sistema en dirección este o sureste. En la parte norte hay aire frío. En la parte sur se encuentra aire cálido, atraído desde el golfo de México por la circulación antihoraria del sistema, el cual tiende a remontarse por encima del aire frío. En su parte suroeste el sistema constituye un frente frío, con unos límites que se extienden desde su centro hacia el suroeste. En esta parte el aire es cálido. Por último, en la parte noroeste hay aire frío que la circulación trae del Canadá y que tiende a subyacer al aire cálido.

En un frente cálido, el aire caliente se remonta por encima del frío a lo largo de una frontera en pendiente. A medida que asciende, el aire caliente y húmedo se dilata y se enfría; entonces, parte de la humedad se condensa y forma la precipitación. Un frente frío lo forma una masa de aire frío que se introduce en aire cálido. Este, que es inestable, se ve elevado por la intrusión y forma nubes y tormentas. El frente frío viaja más rápido que el cálido y acaba por alcanzarlo, para formar un frente combinado del que se dice que está ocluido.

Voy a limitarme a las tormentas debidas a sistemas menos complejos, en los que el frente frío y el frente cálido estén separados. Ambos producen lluvias. ¿Desarrollan también olas atmosféricas que obliguen a que la lluvia caiga siguiendo un ritmo general? ¿Generan concentraciones diferenciadas de precipitación separadas por alguna distancia típica?

Para estudiar las distribuciones de la precipitación Stimets emplea un pluviómetro de cubeta basculante. En la parte superior del aparato un embudo canaliza el agua hacia una de las dos cubetas que hay debajo. Cuando ésta se llena, bascula y suelta el agua y la otra cubeta pasa a ocupar su posición. Cada cubeta tiene una capacidad equivalente a 0,25 milímetros de agua repartida en toda la superficie de recogida del embudo.

Cada vez que bascula una cubeta, ésta cierra un interruptor de láminas, que, a su vez, pone en corto un circuito conectado a un registrador de banda, donde se señala el vuelco de cada cubeta en forma de resalto agudo. Así, basta atender al diagrama para determinar la velocidad de caída de la lluvia. Si ésta es ligera, los resaltos aparecen separados, pero se agolpan en cuanto rompe a llover intensamente.

Con el diagrama puede calcularse de dos maneras la velocidad media de caída. Una de ellas consiste en suponer que la velocidad sea constante en el intervalo entre vuelcos. Por tanto, valdrá 0,25 milímetros de altura pluviométrica dividido por el tiempo entre vuelcos.

Por interpolación puede también ajustarse una función a los datos. Entonces, cuando la velocidad de caída se represente gráficamente, este procedimiento dará una curva más suave que el primero. La gráfica mostrará además unos máximos algo más altos.

Durante una tormenta la velocidad de caída de la lluvia puede variar considerablemente, fluctuando desde unos 0,02 milímetros por hora hasta más de 10 centímetros. Pero lo que Stimets buscaba eran indicios de periodicidad. Para ello estudió datos de más de 30 tormentas, valiéndose de un pluviómetro instalado en Wellesley, Massachusetts. Todas ellas produjeron lluvias de al menos 10 milímetros y duraron cuatro horas como mínimo. Las que eran mucho más largas las dividía en intervalos de ocho horas. Seguidamente ajustó a estos datos una función de interpolación de modo que pudiera calcular las velocidades medias por minuto.

Velocidades medias que sometió luego a una análisis de Fourier. Así desvelaría toda variación senoidal en los datos, aunque estuviera enmascarada por el ruido. Este análisis rindió información sobre qué períodos de funciones senoidales se ajustan mejor a las velocidades medias de precipitación.

Para una tormenta única, un producto representativo de tal análisis es la gráfica llamada espectro de potencia. En ella se reflejan las variaciones senoidales en la caída de la lluvia. En el eje horizontal se representan los períodos de tiempo sobre los que se basa el análisis de Fourier y en el vertical la frecuencia con que aparecen las variaciones senoidales en la precipitación [*véase la figura 3*].

Por comodidad, Stimets aplica al eje horizontal un factor de escala de modo que los períodos más largos aparecen más comprimidos que los más cortos. La gráfica presenta un máximo a unos 160 minutos, lo que indica que el mejor ajuste para algunos datos es una variación senoidal de 160 minutos de período. En otras palabras, la precipitación se intensificaba aproximadamente cada 160 minutos.

La gráfica de una sola tormenta puede quedar empañada por excesivo ruido y dificultar así la interpretación de la misma. Por ello, para mejorar los máximos representativos de las variaciones periódicas, Stimets combinó la información recogida de numerosas tormentas del mismo tipo. Supuso que

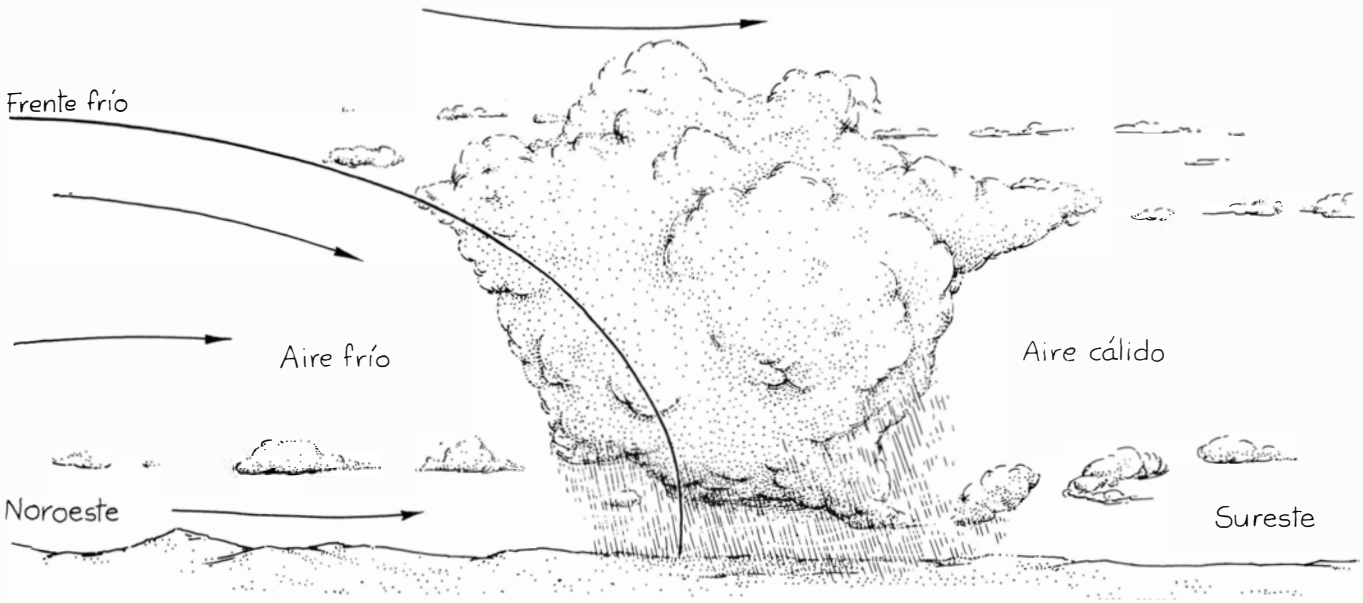
una estación registradora puede sondear cuatro clases de sistemas de baja presión: un frente frío, un frente cálido, un ciclón terrestre y un ciclón costero. Basándose en múltiples sondeos de tales tormentas Stimets ha concluido que todos, salvo el ciclón costero, podrían mostrar periodicidad en las precipitaciones de lluvia.

En el primer caso la estación sondea el paso de un frente frío. Si existe el sistema de baja presión, éste se halla hacia el norte de Massachusetts, probablemente en Canadá. En el segundo caso, la estación sondea un frente cálido. El centro de baja presión estaría al oeste de la estación, en algún punto cercano a los Grandes Lagos. En cada caso Stimets considera que el centro de baja presión está suficientemente lejos para que el movimiento del aire en la estación sea relativamente escaso.

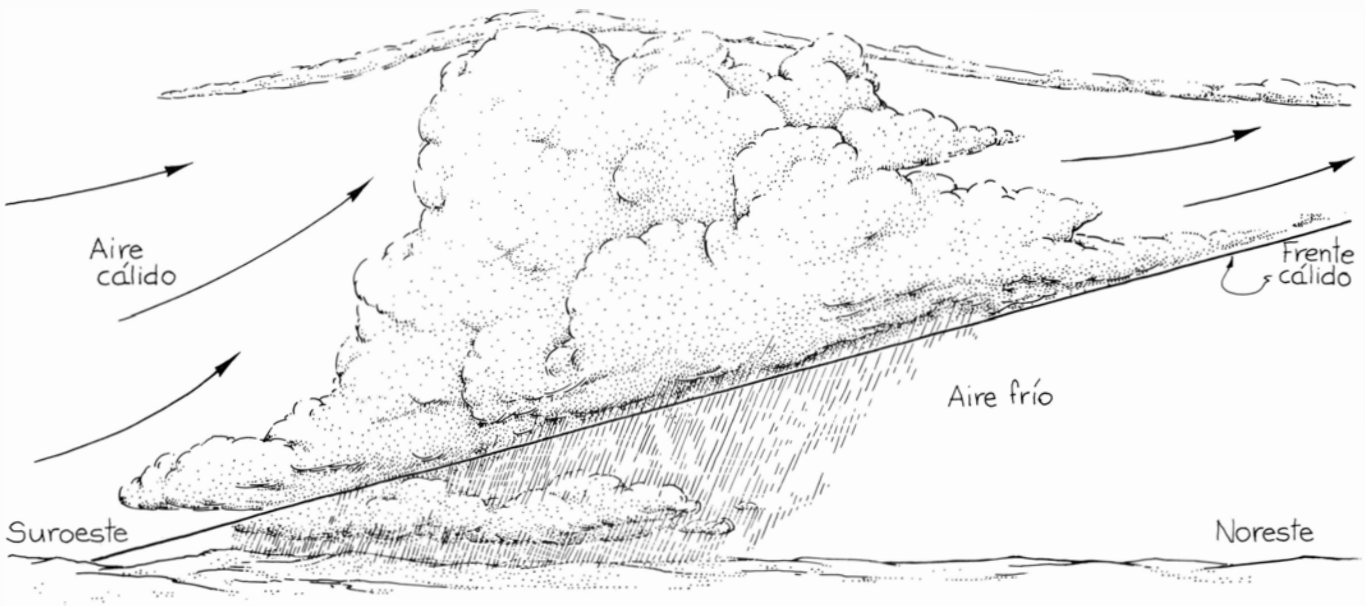
En el tercer caso interviene una organización llamada ciclón terrestre. Aquí, el centro del sistema está tan próximo a la estación (a menos de 500 kilómetros) que la circulación del aire ciclónico podría afectar quizás a la velocidad de caída de la lluvia. La estación recoge datos de los frentes cálidos y los fríos, recibiendo habitualmente más lluvia de los primeros.

Los ciclones costeros, cuarto caso general, son característicos de las zonas costeras del noreste de Estados Unidos. Sus centros de baja presión pasan por el sur y este de la estación. Por ello no dejan ver frentes meteorológicos claramente definidos. A veces tales tormentas son débiles. Otras se intensifican y se convierten en un "noroeste" ("nor'easter"), especie de temporal que puede durar días.

Stimets representó el espectro de potencia medio de ocho tormentas de frente frío. La gráfica resultante muestra un gran máximo a los 480 minutos (ocho horas): fruto de dividir los datos en períodos de ocho horas, refleja, asimismo, el hecho de que muchas de las tormentas duraron del orden de ocho horas. El máximo de 135 minutos importa más, pues sugiere una organización en la velocidad de caída de la lluvia. Cuando los frentes fríos pasaban por encima de la estación sus velocidades de caída tendían a variar, pro-



1. Sección transversal de un frente frío



2. Sección transversal de un frente cálido

duciendo un período de unos 135 minutos. Un máximo más pequeño que aparece a unos 48 minutos quizá señale también una variación periódica.

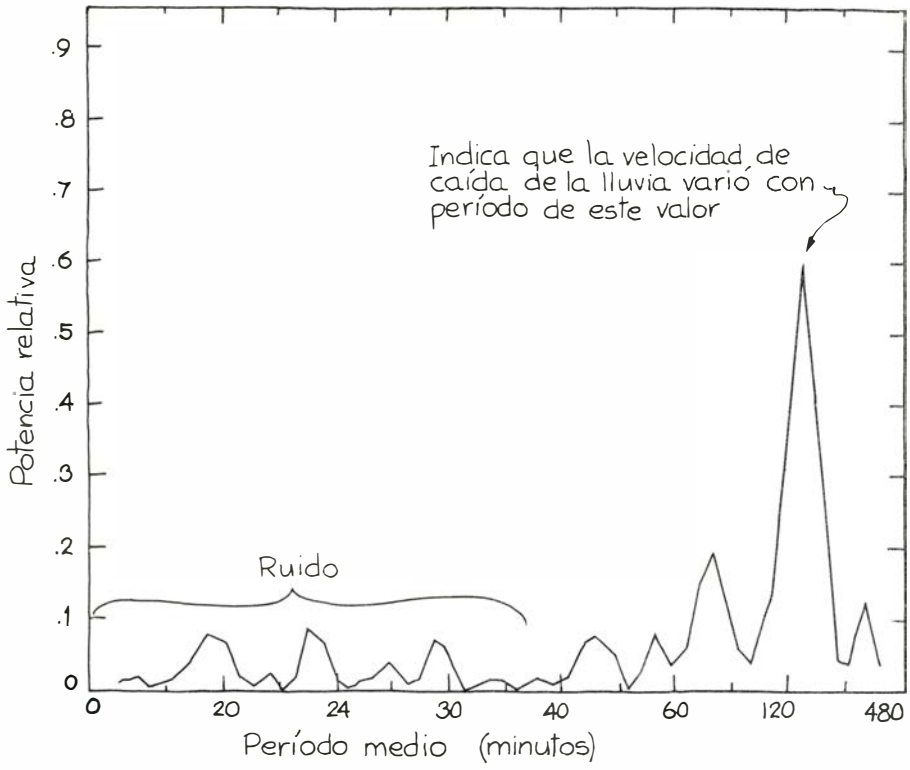
El espectro de potencia deducido de la información recogida durante el paso de cinco frentes cálidos revela, asimismo, una periodicidad característica. Por razones asociadas al análisis de los datos, la distribución de potencia vuelve a alcanzar un máximo a los 480 minutos. Pero más interesantes son los máximos de los 95 y 48 minutos. Los datos de seis ciclones terrestres presentan un máximo a los 80 minutos. Los datos de 11 tempestades costeras parecen ser por completo aleatorios.

Observa Stimets que, si bien tres de sus cuatro categorías generales de tormentas parecen poseer períodos característicos asociados, la componente organizada de la precipitación es menor. La velocidad de caída de lluvia suele ser aleatoria. La mayor organización parece corresponder a las tormentas de frente frío; aquí, hasta el 30 por ciento de la potencia se la llevan los máximos de período largo, los cuales se alzan por encima del nivel de ruido.

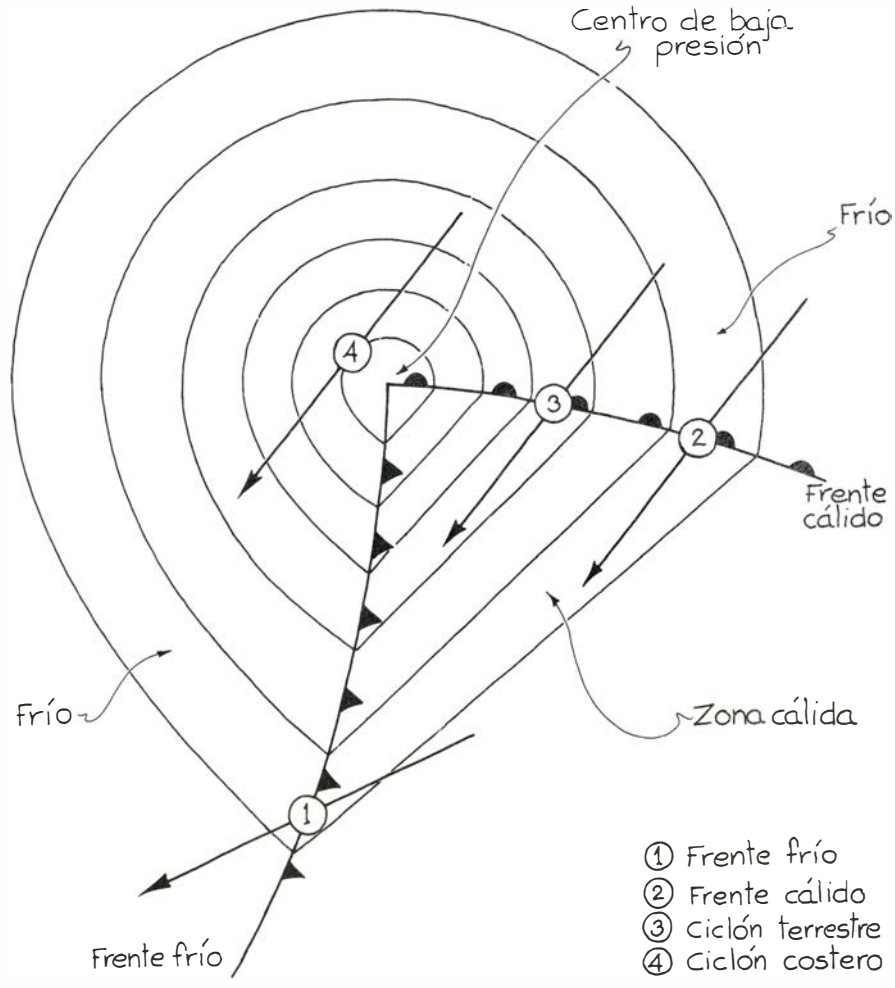
Si en ciertos tipos de tormenta la lluvia cae cumpliendo determinadas regularidades, ¿puede ser su causa la organización espacial de la tormenta? La pregunta es contrastable con la observación. Si la concentración de precipitación en el seno de las nubes de tormenta varía realmente de algún modo periódico, una estación en tierra debe registrar una intensificación en la precipitación conforme la formación responsable de ella pase por encima.

Stimets señala que, en efecto, estudios con radar y otros instrumentos han identificado, en las tormentas, dos estructuras básicas productoras de precipitaciones: las bandas lluviosas y los núcleos de precipitación. Las bandas lluviosas son áreas de precipitación cuya longitud alcanza centenares de kilómetros. Entre ellas, las bandas vienen a distar de 50 a 100 kilómetros. Su dirección de movimiento sigue aproximadamente la del flujo atmosférico. Los núcleos de precipitación son zonas menores de precipitación concentrada que se encuentran dentro de las bandas lluviosas.

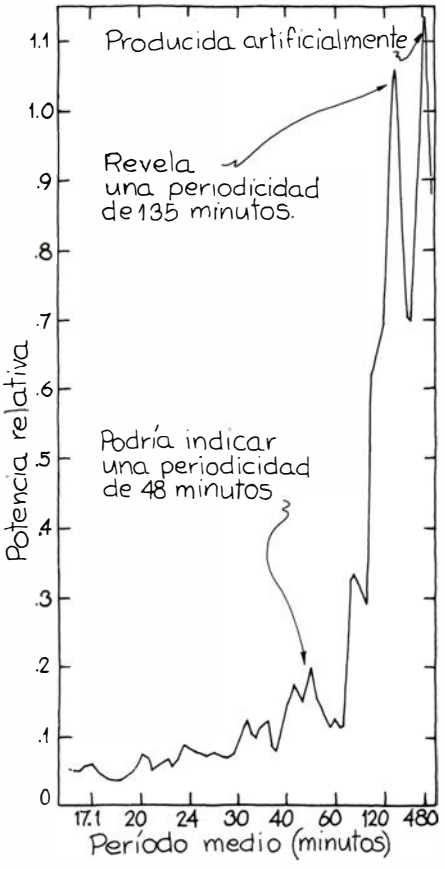
El período entre el paso de una banda lluviosa o un núcleo y la siguiente estructura es igual a la distancia que las separa dividido por la velocidad a la que se mueven. Stimets afirma que las bandas lluviosas que se forman en las cercanías de los frentes fríos acostumbran a viajar a velocidades de 30 a 60 kilómetros por hora. Una separación entre bandas de 50 o 100 kilómetros



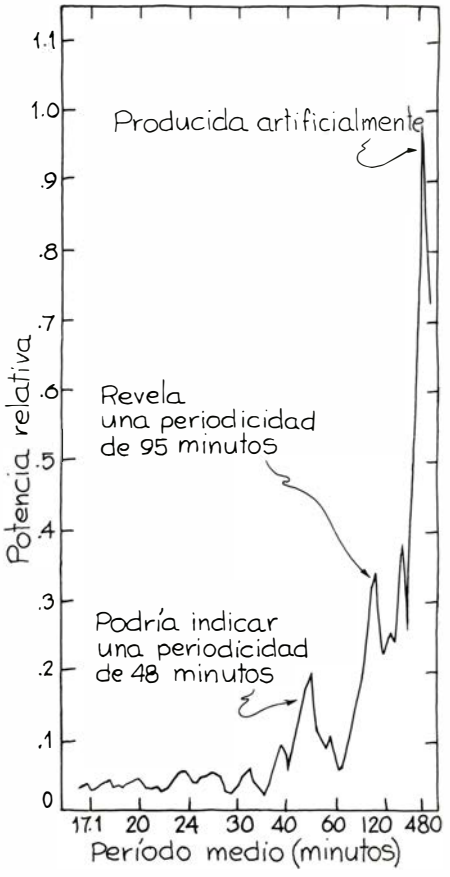
3. Espectro de intensidad de una tormenta



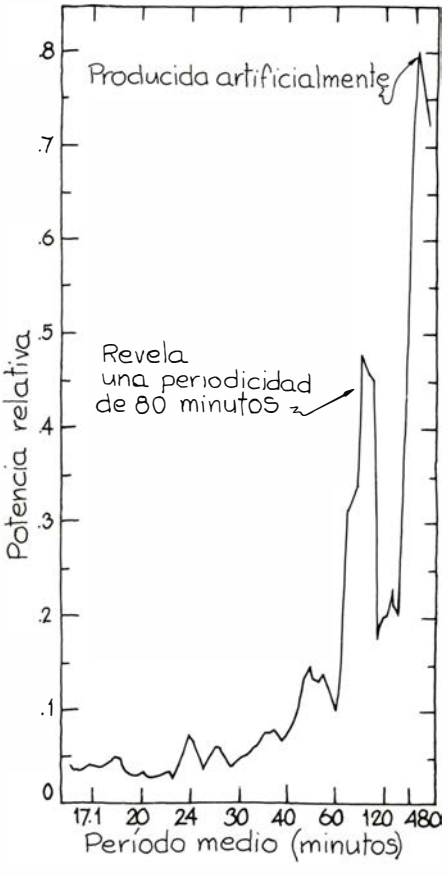
4. Una estación de registro puede observar cuatro situaciones distintas de baja presión



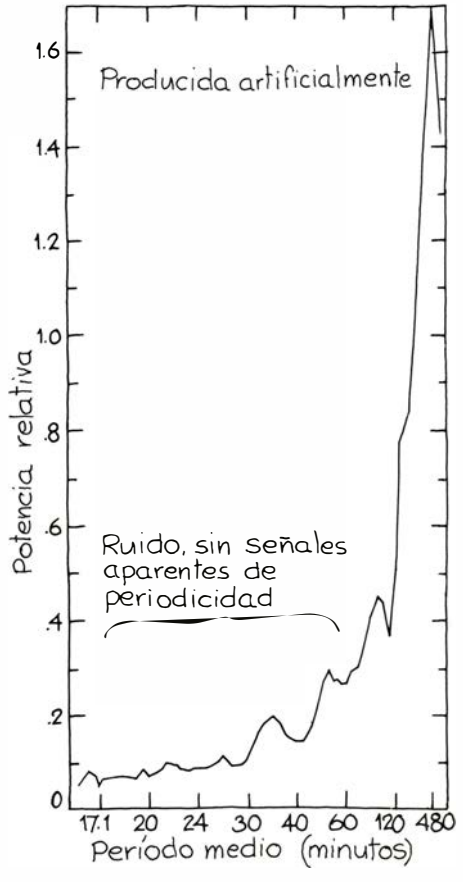
5. *Espectro de tormentas de frente frío*



6. *Espectro de tormentas de frente cálido*



7. *Espectro de ciclones terrestres*



8. *Espectro de ciclones costeros*

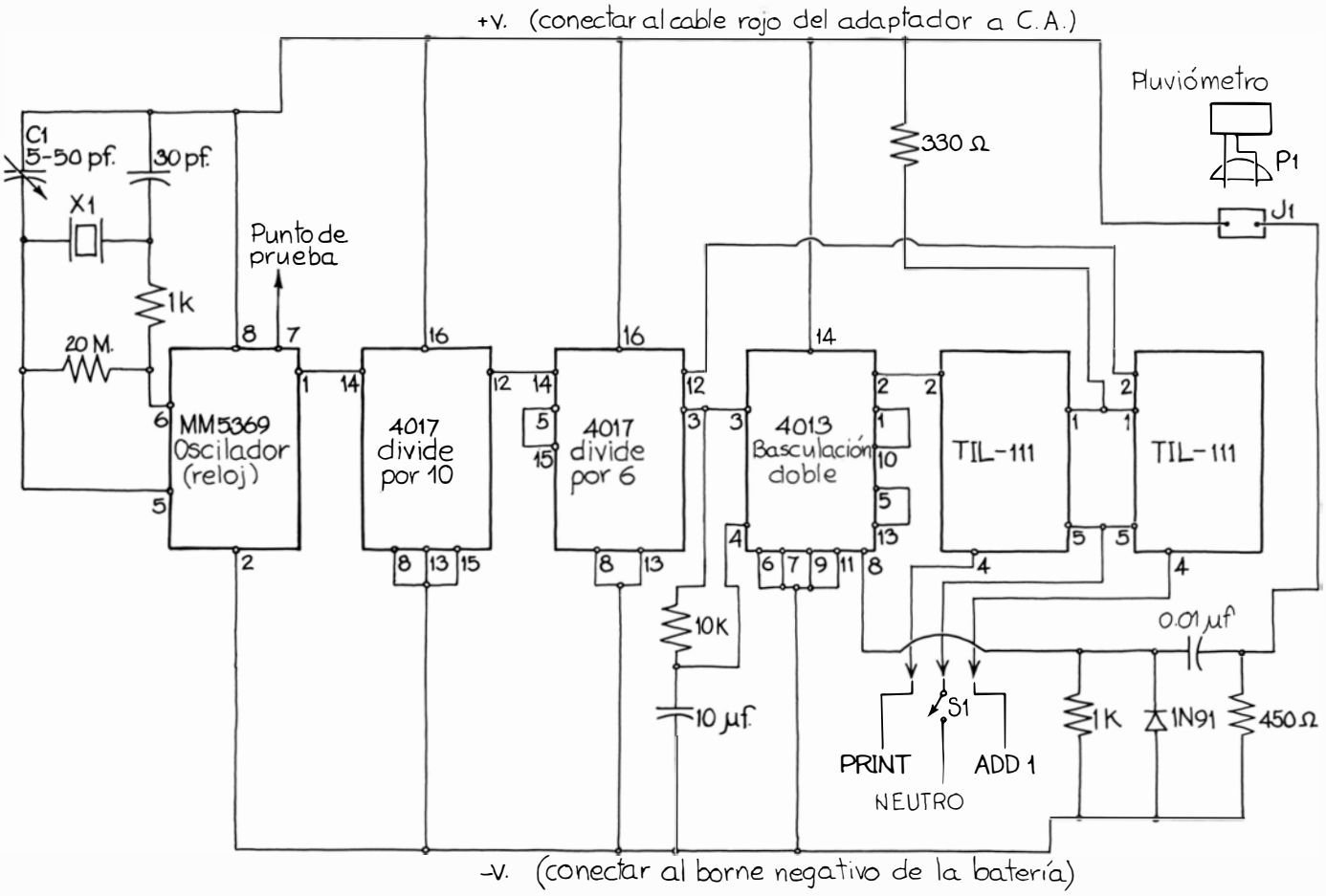
produciría períodos de 50 a 200 minutos en las velocidades de caída registradas por una estación. El máximo de período grande a los 135 minutos que se encuentra en los datos de Stimets, relativos a las tormentas de frente frío, cae perfectamente dentro de estos límites. El máximo menor de 48 minutos está suficientemente cerca para que también merezca ser considerado. Sugiere que el máximo de período largo resulta de bandas lluviosas y que probablemente el de período más pequeño esté asociado a los núcleos de precipitación.

El espectro de potencia medio correspondiente a los frentes cálidos presenta un máximo a los 95 minutos. Para los ciclones terrestres, el máximo está en los 80 minutos. Y aunque ambos tiempos caigan entre los límites de períodos posibles de bandas lluviosas, Stimets opina que es más verosímil atribuirlos a los núcleos de precipitación.

El segundo máximo que dan los datos relativos a los frentes cálidos se encuentra a los 48 minutos. Ello podría indicar una estructuración del frente que pase por encima de una estación registradora en un tiempo como el citado. Pero ese máximo podría también haber sido generado artificialmente en el análisis de los datos. Cuando éstos contienen señales estrechas mucho más intensas que las demás, el análisis de Fourier produce máximos adicionales que son armónicos del fundamental. Y como el máximo principal del espectro de potencia de un frente cálido se da a los 95 minutos, un segundo armónico cabría esperarlo a la mitad de ese intervalo; lo cual casi concuerda con el máximo a los 48 minutos.

La ausencia de máximos en los datos de las tormentas costeras la atribuye Stimets al hecho de que no pasara ningún frente por encima de la estación. Entra dentro de lo presumible que la organización entera de una tormenta proceda de un solo frente. La variabilidad de los ciclones costeros podría asimismo responder de esa ausencia de periodicidad. Estas tormentas parecen estar más sujetas a cambios de intensidad y dirección que otras, y así podría borrarse todo indicio de estructuración.

El refinamiento de la instrumentación acarreará, sin duda, una mejor calidad de la información. Por ello, Stimets ha comenzado recientemente a sustituir la registradora de banda de su equipo por una calculadora con impresora a la que se ha añadido el circuito que se representa en la figura 9. Este circuito, proyectado por Cesare C. DeLizza, de la Universidad de Lowell, consiste en un oscilador de cristal y dos divisores que producen un pulso por se-



9. Circuito para un ordenador con impresora

gundo. Stimets introduce un contaje inicial en la calculadora y cierra el interruptor S1. Desde ese instante, el oscilador añade una cuenta por segundo a la calculadora.

Un circuito dual basculante ("flip-flop") controla el pluviómetro. Cada vez que éste provoca un cortocircuito con un vuelco, el circuito imprime el tiempo que indica al ordenador. El instrumento posee una batería de emergencia que le permite funcionar aunque una tormenta o un descuido corte la corriente eléctrica.

El circuito de DeLizza está proyectado para un ordenador con impresora Sharp. Para montarlo se abre la calculadora y se busca el punto donde los hilos de las teclas "print" y "+=" se unen a la tarjeta del circuito impreso. Se busca también el neutro entre ambas teclas. Entonces, el hilo "print" del circuito se suelda al primer empalme de la tarjeta, el hilo "add 1" al segundo y el cable "common" al neutro entre las teclas. La conexión que en el esquema del circuito está representada por la línea de arriba debe unirse al polo positivo (cable rojo) del adaptador a corriente alterna de la calculadora.

La conexión que en el esquema está representada por la línea inferior debe unirse al terminal negativo de la batería de la calculadora. Entre los cables rojo y blanco del adaptador se suelda un diodo 1N4001; el cátodo queda unido al cable rojo. Los elementos rotulados TIL-111 son fototransistores ópticamente acoplados.

X1 es un cristal resonante a 3,579545 megahertz. El condensador C1 se ajusta hasta que la frecuencia (medida en la patilla 7 del oscilador reloj MM5369) sea de 3,579545 megahertz. Así, el reloj dará 60 hertz. El primer circuito integrado 4017 que le sigue divide la frecuencia por 10 y el siguiente la divide por 6. La frecuencia de los pulsos que se transmiten al resto del circuito será, pues, de un hertz (un pulso por segundo).

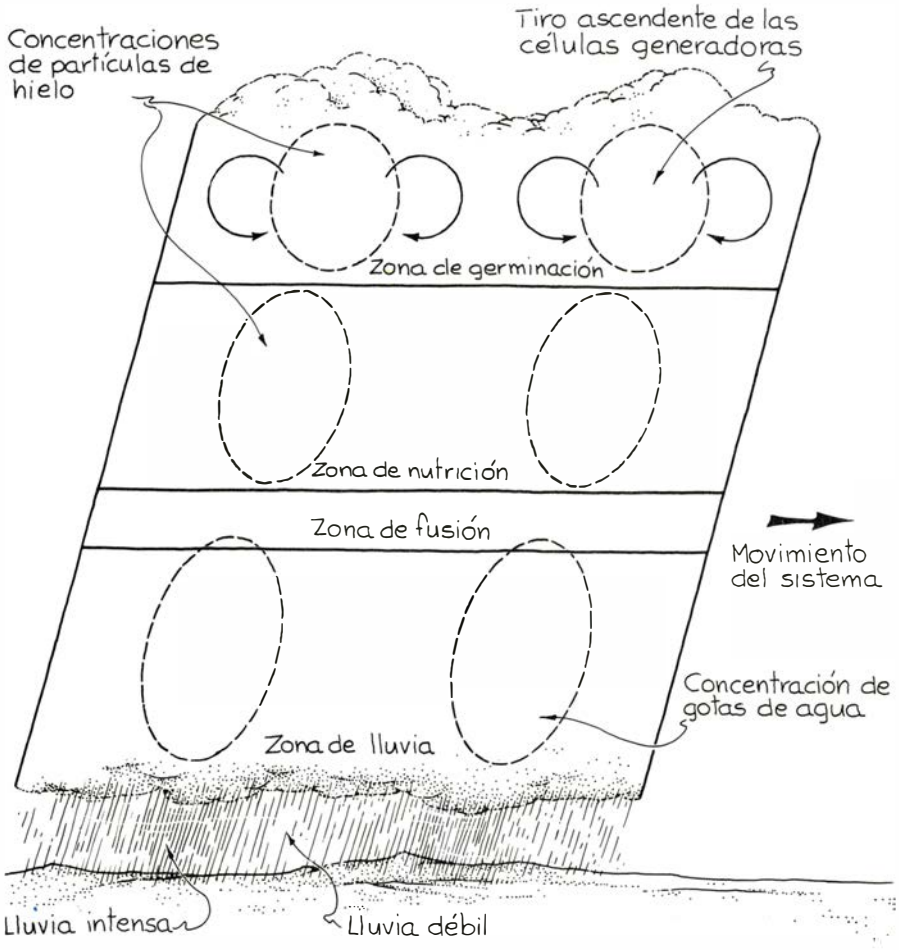
Para las variaciones en la precipitación este aparato ofrece un poder separador mayor que la registradora de banda. Stimets controla ya nubes aisladas que tardan cinco o siete minutos en pasar. Los resultados preliminares sobre el espectro de potencia sugieren que tales nubes pueden manifestarse en forma de pequeños máximos.

Stimets se halla también trabajando en la instalación de una red de pluviómetros que abarcan un gran número de colegios de la zona de Boston para observar sobre un área más extensa las tormentas y las bandas lluviosas asociadas a éstas.

A lo largo de los últimos diez años, varios grupos de investigación descubrieron estructuras periódicas en las tormentas asociadas a los frentes tanto fríos como cálidos. Peter V. Hobbs y sus asociados, de la Universidad de Washington, han estudiado la organización a grande y pequeña escala de los ciclones de latitud media. Emplean para ello una intrincada red compuesta de sistema de radar, aviones instrumentales y globos que coordinan con un sistema de estaciones en tierra.

Hobbs y su grupo estudiaron el frente frío que cruzó la red de observación el 17 de noviembre de 1976, en dirección este-sureste. En la proximidad del frente, la concentración apareció distribuida en bandas lluviosas, paralelas o aproximadamente paralelas al frente. Tales bandas mostraron tres ordenaciones diferentes.

Una de ellas abarcaba más de 50 kilómetros del sector cálido situado por delante del frente. Se componía de dos o tres bandas que viajaban más deprisa que éste, encontrándose la posterior delante mismo del frente a ras del suelo. Otra ordenación, ésta por detrás



10. Organización idealizada de las bandas lluviosas

del frente, se componía de cuatro bandas, con una anchura de varias decenas de kilómetros cada una; viajaban más deprisa que el frente. La cuarta ordenación era una banda lluviosa aislada, con una anchura de sólo cuatro kilómetros, que permanecía encima del frente.

Los puntos altos de esta banda estrecha se hallaban entre los 1,5 y los 4,5 kilómetros. Las otras bandas eran más altas; sus picos se elevaban hasta cinco y seis kilómetros. Durante las observaciones, una de las bandas anchas que seguía al frente lo alcanzó y lo adelantó, evidentemente moviéndose por encima de la banda estrecha que viajaba con él. Las bandas lluviosas del sector cálido y las que seguían al frente produjeron una precipitación concentrada a partir de núcleos de conformación irregular. La banda estrecha que acompañaba al frente poseía también núcleos, pero en ella eran elípticos y aproximadamente alineados, lo que sugería que las corrientes convectivas estaban mejor organizadas en aquellos núcleos que en cualquier otro sitio.

Las bandas lluviosas y los núcleos que seguían al frente se movían a unos 100 kilómetros por hora, velocidad igual a la del viento que predominaba en las altitudes de seis a diez kilómetros. Obviamente, el viento guiaba el rumbo de las bandas, guía también de las bandas del sector cálido. La banda de la vertical del frente se movía a la velocidad de éste (unos 65 kilómetros por hora) y no a la del viento.

En una banda del sector cálido, el aire que tenía delante ascendía rápidamente para luego fluir hacia la parte posterior. Siguiendo este movimiento, Hobbs y su grupo pudieron discernir el complicado sistema por el que se producía la lluvia. La parte superior de la banda funcionaba a modo de "zona de germinación" de partículas de hielo. Estas, una vez nucleadas, crecían por deposición de vapor de agua. Finalmente, caían en una "zona de nutrición", donde crecían aún más pegándose unas con otras, formando escarcha o recibiendo más vapor de agua. Debajo de esta zona de nutrición la temperatura aumentaba lo bastante para fundir el hielo y producir lluvia.

La estructura vertical de las bandas anchas que seguían al frente era análoga; con una salvedad: carecía de la convección a gran escala que exhibía el sector cálido que lo precedía. Como antes, las partículas se iniciaban en la zona de germinación, crecían y caían hasta fundirse y convertirse en lluvia.

En ambos conjuntos de bandas las zonas de germinación contenían regiones de tiro ascendente y de tiro descendente llamadas células generadoras. Las partículas de hielo crecían en las porciones de tiro ascendente hasta adquirir tamaño suficiente para caer fuera de la célula; podían asimismo haberse desplazado lateralmente.

Parece claro que es la organización horizontal de esas células generadoras, paralelas al frente, lo que produce la distribución cuyo resultado es la formación de las bandas lluviosas, y presumiblemente las variaciones en la precipitación detectadas por Stimets. A lo largo de una perpendicular, las células se alinean de un modo aproximadamente periódico. Por cuyo motivo las bandas lluviosas y la variación en las velocidades de caída de lluvia podrían atribuirse a la organización de las células generadoras en las zonas de germinación.

¿Pueden detectarse bandas lluviosas sin instrumentos? Imaginemos la variación en la velocidad de caída de la lluvia cuando un frente frío como el descrito por Hobbs y sus colegas pase por donde estemos. La primera lluvia que detectaremos estará en el sector cálido que precede al frente. La velocidad de caída aumentará siempre que pase por donde estemos una banda lluviosa perteneciente a ese grupo de cabeza.

Cuando el frente nos llegue, la banda acompañante soltará otro buen chaparrón. Y cuando pasen las bandas anchas que lo siguen, con cada una volveremos a recibir una lluvia intensa. Pasará por fin la última banda del sistema tormentoso y la precipitación comenzará a remitir.

De hecho la velocidad de caída de la lluvia no se mostraría organizada tan claramente. Superpuestas a la organización general habrá variaciones a pequeña escala debidas a los núcleos de precipitación formados por las células. La caída de la lluvia quedará modificada además por los vientos que surquen el espacio por el que caen las partículas. Desde el suelo se nos puede escapar la presunta organización de la precipitación mostrada por la tormenta.

¿Pueden explicarse las conclusiones de Stimets en el ámbito del frente frío estudiado por Hobbs y sus asociados? Como el primero trabajó con tormentas en el lado opuesto de América, quizá no resulte admisible tal comparación. Ello no frenó mi inquietud por averiguar si la precipitación estudiada por Hobbs mostraba alguna variación característica con el tiempo.

Me concentré en las bandas lluviosas que viajaban detrás del frente. Si supo-

nía que hubieran estado uniformemente espaciadas con un intervalo de 30 kilómetros, viajando a 100 kilómetros por hora habrían dado una variación periódica en la precipitación con un tiempo característico de unos 33 minutos. Los núcleos de precipitación interiores a las bandas estaban más densamente espaciados que las bandas. Y dado que eran de forma irregular, se hacía difícil asignarles una separación característica. Si éste era de unos 10 kilómetros, los núcleos habrían dado variaciones en la caída de lluvia con un tiempo de unos seis minutos.

Mis dos deducciones sugieren unas variaciones más rápidas que las que cabría inferir de los datos de Stimets. Las tormentas de frente frío son, empero, sumamente variables y mi comparación quizá no sea válida. Acaso las bandas lluviosas estudiadas por Hobbs y los otros investigadores se movían más deprisa que las de Stimets. Una consecuencia de una mayor velocidad sería obligadamente unas variaciones más acusadas en la caída de lluvia.

Hobbs y un antiguo alumno suyo, Paul H. Herzberg, han informado acerca de unas estructuras mucho más pequeñas, semejantes a bandas lluviosas, que se encuentran cerca de los frentes cálidos. Las observaciones con radar revelaron unas bandas onduladas que se formaron cerca de un frente cálido estacionario que se extendía hacia el este y el oeste. Las mismas eran paralelas al frente, de unos ocho kilómetros de ancho y separadas entre sí unos 12.

Hobbs y Herzberg descubrieron que aquellas bandas se originaban a partir de células generadoras en una zona de germinación. Las células yacían en una perpendicular al frente. Las porciones de tiro ascendente de las células favorecían la formación de partículas de hielo. Así el ordenamiento de células generadoras, toscamente periódico, inspiraba la formación de bandas lluviosas.

Puede ser entretenido construir un pluviómetro como el de Stimets. ¿Presentan las tormentas que pasan por donde vive el lector unas bandas lluviosas susceptibles de ser registradas por el pluviómetro? ¿Muestran tiempos característicos del tipo detectado por Stimets? Una red de pluviómetros desplegados en unos pocos centenares de kilómetros puede permitir el rastreo de las bandas. Tanto a Stimets como a mí nos interesará saber de sus resultados. Las preguntas sobre detalles en torno a las investigaciones de Stimets pueden dirigírsele al Departamento de Física de la Universidad de Lowell, Lowell, Mass. 01854.

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

ASIMILACION DEL CARBONICO POR LA PLANTA

THE REDUCTIVE PENTOSE PHOSPHATE CYCLE AND ITS REGULATION. James A. Bassham en *Photosynthesis II*, págs. 9-30. Dirigido por M. Gibbs y E. Latzko. Springer-Verlag, 1979.

THIOREDOXIN AND ENZYME REGULATION. Bob B. Buchanan, Ricardo A. Wolosiuk y P. Schûrmann en *Trends in Biochemistry*, vol. 4, págs. 93-96; 1979.

ROLE OF LIGHT IN THE REGULATION OF CHLOROPLAST ENZYMES. Bob B. Buchanan en *Annual Review of Plant Physiology*, vol. 31, págs. 341-374; 1980.

CHLOROPLAST METABOLISM. Barry Halliwell. Oxford Science Publications, 1981.

LIGHT-DARK MODULATION OF ENZYME ACTIVITY IN PHOTOSYNTHESIS. Louise E. Anderson, Anthony R. Ashton, A. H. Mohamed y Renate Scheibe en *Bioscience*, vol. 32, págs. 103-107; 1982.

THIOREDOXIN/FRUCTOSE-1,6-BISPHOSPHATE AFFINITY IN THE ENZYME ACTIVATION BY THE FERREDOXIN-THIOREDOXIN SYSTEM. Antonio Plá y Julio L. Gorgé en *Thioredoxins. Structure and Functions*, págs. 183-190. Dirigido por P. Gadal. Editions du CNRS; Paris, 1983.

COLAPSO Y FORMACION DE ESTRELLAS

PROTOSTARS AND PLANETS: STUDIES OF STAR FORMATION AND OF THE ORIGIN OF THE SOLAR SYSTEM. Dirigido por Tom Gehrels. University of Arizona Press, 1978.

HYDRODYNAMIC COLLAPSE. Joel E. Tohline en *Fundamentals of Cosmic Physics*, vol. 8, n.º 1, págs. 1-82; diciembre, 1982.

PERCEPCION DEL HABLA EN LA PRIMERA INFANCIA

INFANT SPEECH PERCEPTION: A CRITICAL APPRAISAL. P. W. Jusczyk en *Perspectives of the Study of Speech*, dirigido por Peter D. Eimas y Joanne L. Miller. Lawrence Erlbaum Associates, Inc., 1981.

ON FINDING THAT SPEECH IN SPECIAL. Alvin M. Liberman en *American Psychologist*, vol. 37, n.º 2, págs. 148-167; febrero, 1982.

ENFERMEDAD DE ALZHEIMER

BIOLOGICAL ASPECTS OF ALZHEIMER'S DISEASE (BANBURY REPORT 15). Dirigido por Robert Katzman. Cold Spring Harbor Laboratory, 1983.

CHOLINE AND CHOLINERGIC NEURONS. Jan K. Blusztajn y Richard J. Wurtman en *Science*, volumen 221, n.º 4611, páginas 614-620; 12 de agosto de 1983.

ALZHEIMER'S DISEASE: ADVANCES IN BASIC RESEARCH AND THERAPIES. Dirigido por Richard J. Wurtman, Suzanne H. Corkin y John H. Growdon. Center for Brain Sciences and Metabolism Charitable Trust, P.O. Box 64, Cambridge, Mass.; 1984.

MATERIA NUCLEAR CALIENTE

COLLECTIVE SIDEWARD FLOW OF NUCLEAR MATTER IN VIOLENT HIGH-ENERGY HEAVY-ION COLLISIONS. Horst Stöcker, Joachim A. Maruhn y Walter Greiner en *Physical Review Letters*, vol. 44, n.º 11, págs. 725-728; 17 de marzo de 1980.

DENSITY PATTERNS AND ENERGY-ANGLE DISTRIBUTIONS FROM A SIMPLE CASCADE SCHEME FOR A FAST ^{20}NE + ^{238}U COLLISIONS. E. C. Halbert en *Physical Review C*, vol. 23, n.º 1, págs. 295-330; enero, 1981.

COMPRESSION EFFECTS IN RELATIVISTIC NUCLEUS-NUCLEUS COLLISIONS. R. Stone, R. Bock, R. Brockman, J. W. Harris, A. Sandoval, H. Stroebel, K. L. Wolf, H. G. Pugh, L. S. Schroeder, M. Maier, R. E. Renfordt, A. Dacal y M. E. Ortiz en *Physical Review Letters*, vol. 49, n.º 17, págs. 1236-1239; 25 de octubre de 1982.

FIABILIDAD DE LAS MEMORIAS DE ORDENADOR

SOFT ERRORS IN VLSI: PRESENT AND FUTURE. Timothy C. May en *IEEE Transactions on Components, Hybrids, and Manufacturing Technology*, vol. CHMT-2, n.º 4, págs. 377-387; diciembre, 1979.

ERROR-CORRECTING CODES FOR SEMICONDUCTOR MEMORY APPLICATIONS: A STATE-OF-THE-ART REVIEW. C. L. Chen y M. Y. Hsiao en *IBM Journal of Research and Development*, volumen 28, n.º 2, págs. 124-134; marzo, 1984.

NATACION POR PROPULSION A CHORRO EN EL CALAMAR

SQUID MANTLE MUSCLE. Q. Bone, A. Pulsford y A. D. Chubb en *Journal of the Marine Biological Association of the U.K.*, vol. 61, n.º 2, págs. 327-342; 1 de mayo de 1981.

RESPIRATORY METABOLISM AND SWIMMING PERFORMANCE OF THE SQUID, *LOLIGO OPALESCENS*. R. K. O'Dor en *Canadian Journal of Fisheries and Aquatic Sciences*, vol. 39, n.º 4, págs. 580-587; abril, 1982.

THE ROLE OF ELASTIC ENERGY STORAGE MECHANISMS IN SWIMMING: AN ANALYSIS OF MANTLE ELASTICITY IN ESCAPE JETTING IN THE SQUID, *LOLIGO OPALESCENS*. John M. Gosline y Robert E. Shadwick en *Canadian Journal of Zoology*, vol. 61, n.º 6, págs. 1421-1431; junio, 1983.

LA BALLESTA

THE CROSSBOW, MEDIAEVAL AND MODERN, MILITARY AND SPORTING: ITS CONSTRUCTION, HISTORY AND MANAGEMENT. Ralph Payne-Gallwey. Bramhall House. New York, 1958.

CROSSBOWS: "FROM THIRTY-FIVE YEARS WITH THE WEAPON". George M. Stevens. Crossbow Books, Huntsville, Ark.; 1978.

JUEGOS DE ORDENADOR

UNDERSTANDING NATURAL LANGUAGE. Terry Winograd. Academic Press, 1972.

EXPERIMENTS IN ARTIFICIAL INTELLIGENCE FOR SMALL COMPUTERS. John Krutch. Howard W. Sams & Co., Inc., 1982.

THE POLICEMAN'S BEARD IS HALF-CONSTRUCTED. Racter, con una introducción por William Chamberlain. Warner Books, Inc., 1984.

TALLER Y LABORATORIO

THE MESOSCALE AND MICROSCALE STRUCTURE AND ORGANIZATION OF CLOUDS AND PRECIPITATION IN MIDLATITUDE CYCLONES, 2: WARM-FRONTAL CLOUDS. Paul H. Herzegh y Peter V. Hobbs en *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 37, n.º 3, págs. 597-611; marzo, 1980.

Taller y laboratorio

Fantasmas y fenómenos asociados a nuestras postimágenes positivas

Jearl Walker

Adapte su vista, durante 10 o 15 minutos, a las tinieblas de una habitación cerrada y sin luces y, luego, haga refulgir un destello luminoso intenso. Mientras éste se mitigue, mantenga la vista inmóvil. Entonces, antes de dos o tres segundos, verá algo parecido a una foto instantánea de la estancia, pero percibiendo unos detalles que, antes, no le permitió apreciar el deslumbramiento. He aquí lo que a veces se conoce como imagen residual y, más corrientemente, como postimagen (con el calificativo de positiva, pues reproduce las zonas claras y oscuras de la escena iluminada). Manteniendo quietos los ojos, perdura décimas de segundo.

Mi primera noticia de este tipo de postimágenes la debo a Peter Hasselbacher, de la Facultad de Medicina de la Universidad de Louisville, quien ya las había observado en algunas fiestas durante sus primeros años de universidad. Una de las referencias más tempranas a este fenómeno data de 1894 y se debe a Shelford Bidwell, físico británico que investigó la visión humana. Cuando él iluminaba un objeto con el destello de una descarga eléctrica, unos 0,2 segundos después percibía una postimagen del mismo, la cual, a veces, se desvanecía y reaparecía repetidamente.

En otra de sus experiencias, Bidwell puso a girar un tubo de descarga gaseosa a razón de 0,4 vueltas por segundo. El tubo lo iluminaba periódicamente con un destello. Así, cuando observaba esa rotación con la vista fija y no acompañándola con los ojos, al tubo parecía seguirlo una especie de luz fantasmagórica de color azul o violeta pálido. Cuando cesaba la rotación, aquella luz alcanzaba el tubo. Desde entonces, las postimágenes observadas por Bidwell en sus experimentos reciben el nombre de fantasmas de Bidwell.

Otra de las operaciones de Bidwell consistió en iluminar un orificio practicado en un disco giratorio, de suerte que, sobre una pantalla situada al otro lado del mismo, se moviera en círculo un punto luminoso; por lo demás, la sala permanecía en la penumbra. Pudo así percibir un fantasma que seguía al punto con un retraso de 0,2 segundos. Cuando la luz original era blanca, azul o verde, el fantasma era violeta; si anaranjada o amarilla, el fantasma se tornaba azul o azul verdoso. La luz roja, empero, no producía fantasma.

En 1934 William Stewart Duke-Elder, cirujano y oftalmólogo, describió de qué modo producir una postimagen en un observador que mire a una mancha luminosa con una tarjeta que le obstaculice la vista. Al mover rápidamente la tarjeta tapando y destapando la visual del observador, éste percibe una postimagen de la luz. "Tan vívida, verdaderamente, puede ser la impresión de la postimagen original", escribió Duke-Elder, "que la tarjeta parece transparente y hay detalles que no se advirtieron al mirar la luz y que llaman la atención en la postimagen".

He estado investigando el fenómeno con la ayuda del flash electrónico de mi cámara fotográfica. Tras permanecer algunos minutos en una cámara oscura (mucho antes mis ojos se habían adaptado a la oscuridad) abrí una revista sobre la mesa. Las tinieblas en la habitación eran tan espesas que no se veía absolutamente nada. Coloqué el flash a un lado de mi cabeza, de modo que apuntara hacia la revista, y lo disparé. (Cuidé bien de no apuntarlo directamente a mis ojos, pues a esa proximidad la luz puede dañar la retina.) El fulgor me deslumbró, pero no me impidió vislumbrar el contorno general de las páginas de la revista.

Segundos más tarde apareció una postimagen positiva de la revista. (Que yo llamo postimagen instantánea.) Aquella imagen se me presentó con suficiente claridad para distinguir las fotografías y leer los titulares. "Veía" los caracteres más pequeños, pero no conseguí leerlos. La imagen comenzó a emborronarse y desvanecerse, desapareciendo tras 15 segundos. Las primeras zonas que desaparecieron fueron las más oscuras (las fotos); las menos tupidas lo hicieron en último lugar.

Seguidamente surgió una postimagen negativa, más vaga y persistente, donde las zonas claras y oscuras aparecían intercambiadas. Opino que esta postimagen negativa es consecuencia de la fatiga retiniana que produce la postimagen instantánea. Las zonas claras de la escena iluminada crean una gran actividad en las zonas de la retina en las que caen sus imágenes; cuando esa actividad se extingue, aquellas zonas parecen oscuras en comparación con las áreas cuya actividad fue inferior. De ahí que la postimagen positiva se transforme progresivamente en una negativa.

Proseguí con los destellos del flash para examinar las postimágenes instantáneas durante la media hora siguiente. A lo largo de los primeros 15 minutos su calidad mejoró sin cesar a medida que mi vista se adaptaba a la oscuridad. Las postimágenes, tanto las instantáneas como las negativas, eran incoloras, pese a que los objetos presentes fueran de colores. Llegó un momento en que la postimagen instantánea se hizo tan vívida que traté de caminar por la habitación cual si realmente pudiera ver. Lo dejé cuando topé con el canto de una puerta abierta que me parecía estar distante.

El mejorar la calidad y la duración de la postimagen instantánea necesitó de cierta práctica, pues el flash me hacia parpadear. Y un parpadeo, o el mover los ojos de un lado a otro de la escena, acostumbraba a debilitarla o a borrarla. El movimiento de mi cabeza parecía no afectarla, siempre que los ojos no los moviese de una manera brusca con respecto a la cabeza.

La fijeza de mi vista durante la postimagen la aseguré mirando a una pantalla de televisión apagada. El destello luminoso hizo que ésta brillara pálidamente. Percibí entonces la pantalla brillante sobrepuesta a las postimagen instantánea del receptor apagado. Ambas imágenes se separaron lentamente, lo que revelaba que, en la oscuridad subsiguiente al destello, yo había inconscientemente dejado vagar mis ojos, sin que ello afectara a la postimagen, la cual se me aferró a la retina.

En casi todo lo escrito acerca de este tipo de fantasma de Bidwell se afirma que, para que se mantenga la postimagen, debe inmovilizarse la vista. Con algunos ensayos he descubierto que la fijeza de la mirada no suele ser crucial en las primeras fases de la postimagen. Así, al mover los ojos durante el destello o a los pocos segundos de éste, la postimagen desaparece pero retorna enseguida, manifiestamente tan nítida como si hubiera mantenido la vista in-

móvil. Pero si los muevo después, desaparece al instante y para siempre. Nadie ha podido explicar por qué un tal movimiento de ojos borra la postimagen.

La postimagen negativa resultó mucho menos frágil, y aparecía aun cuando no fijara la vista. Normalmente persistía varios minutos. En ocasiones, si producía un destello para generar otra postimagen instantánea, a ésta se sobreponía una postimagen negativa precedente.

A menudo la percepción de una postimagen instantánea contradecía mi sentido común. Iluminé la mano derecha mientras la mantenía delante de la cara y entonces me la llevé a la espalda. Cuando apareció la postimagen instantánea, percibí con toda nitidez que la mano la tenía delante, pero con una claridad igual la sentía a mi espalda.

En otra experiencia me puse en cuclillas, mirándome los pies y al suelo, mientras disparaba el flash. Me incorporé entonces, sin apartar la mirada del suelo. La postimagen instantánea me convencía de tener la cabeza cerca de los pies, pero yo sabía que estaba erguido.

Al hacerlo al revés, la cosa resultó igualmente inquietante. Lancé el destello hacia el suelo encontrándome en posición erecta. Antes de que apareciese la postimagen me puse en cuclillas. Así, el contraste entre lo que percibía y lo que sentía fue desconcertante. Tan turbadora resultó una postimagen instantánea de mi cara al mirar a un espejo durante el destello.

Disparando el flash dos veces con un intervalo de dos o tres segundos logré superponer dos postimágenes instantáneas. En una experiencia coloqué la mano delante la cara, mientras producía el destello. Inmediatamente trasladé la mano a la derecha y volví a disparar. Cuando aparecieron las dos postimágenes, vi las dos posiciones de mi mano. Yo sabía que aquellas manos eran mías, pero las imágenes carecían de sentido porque entonces yo tenía la mano en el costado. Al mantener la mano con la palma enfrentándoseme en un destello, y con el dorso hacia mí en el otro, pude contemplar una extraordinaria mano de 10 dedos, la mitad de ellos curvados hacia mí y la otra mitad curvados en sentido opuesto.

Seguidamente me senté cruzando la pierna derecha sobre la izquierda. Con la cabeza inclinada las iluminé con un destello. Rápidamente volví a cruzarlas del modo inverso y las iluminé de nuevo. En la postimagen consiguiente una pierna aparecía extendiéndose hacia la izquierda y la otra extendiéndose hacia la derecha.

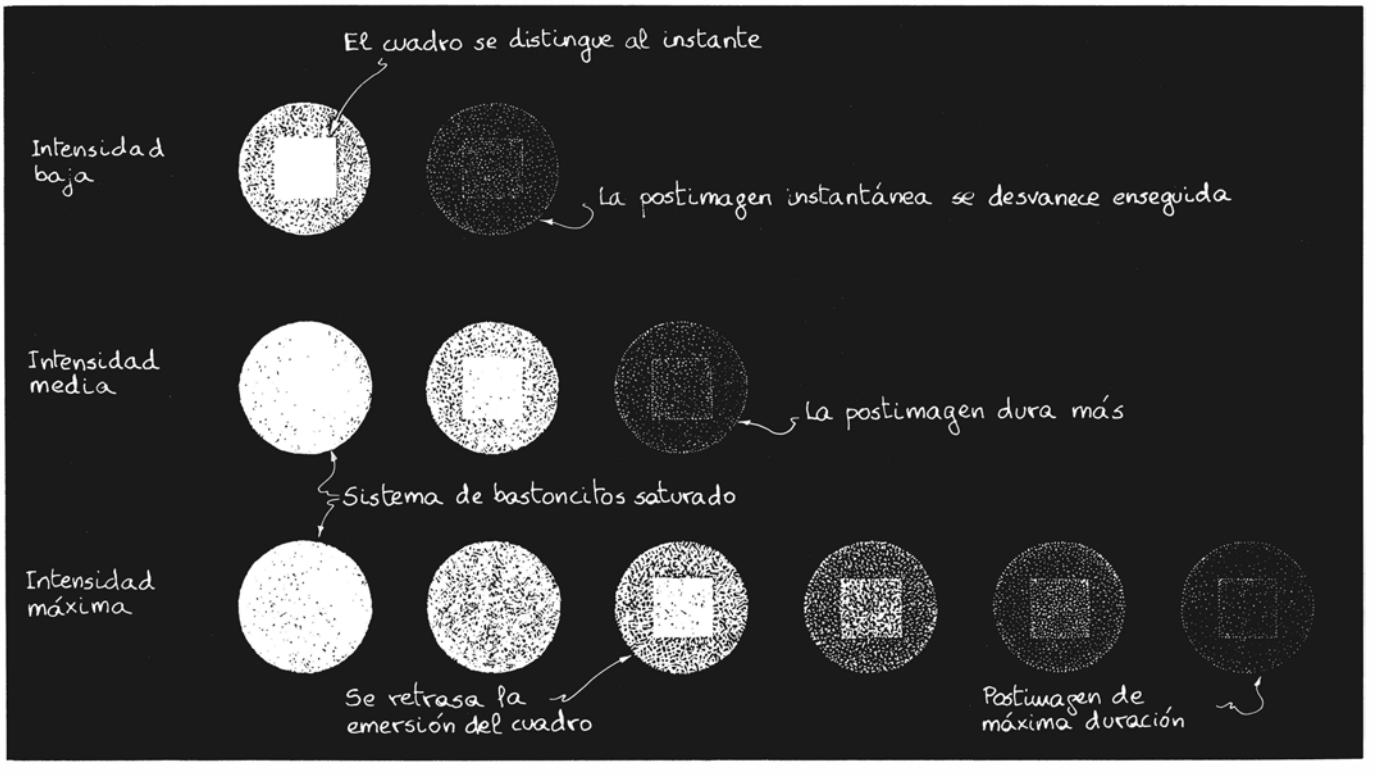
Esta capacidad para superponer postimágenes instantáneas me permitió inmovilizar estroboscópicamente un objeto que se moviera en mi campo visual. Sujeté una moneda por el canto, la solté y, entonces, disparé dos veces mientras caía. En la postimagen vi mi mano y dos posiciones de la moneda.

Me pregunté entonces si una postimagen de un ojo se superpondría a una postimagen del otro. Disparé así el flash abriendo sólo el ojo izquierdo. Luego cerré ese ojo, abrí el otro y volví a disparar. Ambas imágenes se superponían, en efecto.

Al mover la cabeza entre un destello y el siguiente, la escena se me ofrecía demasiado embrollada para que pudiera reconocerla con claridad. A veces creé dos imágenes que fusioné para provocar un leve efecto estereoscópico. En la estereopsis normal se produce una sensación de profundidad correcta, porque el cerebro está acostumbrado a la separación real de los ojos. Pero en mis experiencias, los ojos captaban con una separación diferente, lo cual originaba una percepción de profundidad distinta.

Para verificar la dependencia cromática en las postimágenes instantáneas, ensayé con varios filtros de celofán. Para ello cubrí el flash con un filtro, aunque muy bien pudiera también haber mirado a través suyo. Con filtros verdes y azules las postimágenes eran vívidas. Con filtros rojos, eran pálidas y breves, o bien no aparecían en absoluto.

Me puse a investigar entonces el fantasma de Bidwell para una mancha de luz en movimiento. Para ello, con la

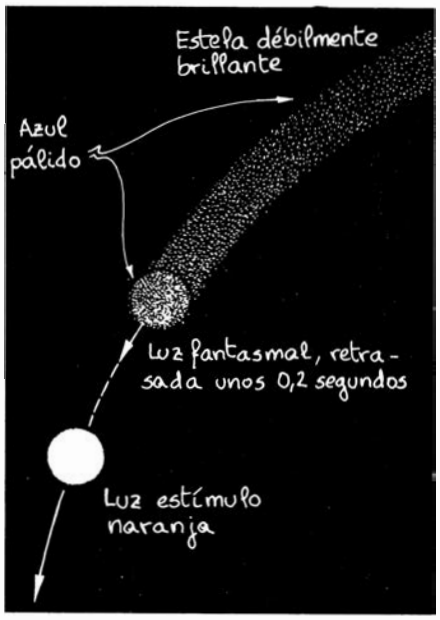


1. Variaciones de una postimagen positiva

mirada fija, moví una pequeña mancha de luz naranja (el disparador del flash de mi cámara) a través de mi campo visual. Con un retraso notorio una mancha azul pálido empezó a recorrer el mismo trayecto, confundiéndose con la mancha naranja en el punto donde yo detuviera ésta. El fantasma dejó una estela que brilló apagadamente (quizá fuese verde, pero no pude asegurarme) durante décimas de segundo. Cuando moví la luz naranja según un camino intrincado, el fantasma recorrió el mismo trayecto, dejando en todo éste un brillo amortiguado.

Si el fantasma se debiera exclusivamente a la persistencia de la visión, aparecería a la vez que la luz estímulo, y brillaría el trayecto inmediatamente posterior a ésta. Por ello, el fantasma es una postimagen. Cuando la mancha luminosa se traslada por el campo visual, su imagen sobre la retina se mueve a través de fotorreceptores que antes no estaban iluminados. Esta súbita transmisión de luz induce la postimagen, pero no sin un leve retraso. Si con la vista se sigue el trayecto de la luz estímulo, siempre estarán iluminados los mismos fotorreceptores y no aparecerá fantasma alguno.

De vuelta a mi flash fotográfico, iluminé una página de texto con el ojo izquierdo cerrado. Me esmeré en fijar la vista hacia el lado izquierdo del papel. Al contemplar la postimagen instantánea con ambos ojos, noté que la imagen era más deficiente por el lado izquierdo. En la visión normal, todo objeto al que se mire produce una imagen sobre la fóvea, que es una reducida zona de la retina densamente ocupada por conos. Esta zona carece de bastoncitos, el otro tipo de fotorreceptores.



2. El fantasma de Bidwell

Como la postimagen instantánea de la página aparecía poco clara en la zona enfocada por mi ojo, concluí que eran los bastoncitos los que debían producir la postimagen.

Pero en una postimagen debe haber otro lugar borroso. Hacia el lado de la sien del campo visual se encuentra el punto ciego, lugar de la retina por donde el nervio óptico penetra en el ojo. Esta zona, carente de fotorreceptores, no puede transmitir imágenes al cerebro. En la visión normal el punto ciego pasa inadvertido porque la región que no vea un ojo la verá el otro. Pero, en mi caso, cuando expuse un solo ojo a la página brevemente iluminada, confié en que hubiera una zona confusa del lado de mi sien. En ocasiones, creí percibirla, pero nunca estuve seguro del todo.

A veces remplazaba el flash por un estroboscopio corriente ajustado a baja frecuencia. Tras uno o dos destellos lo apagaba para examinar la postimagen. (No hay que mirar directamente a un estroboscopio de destello. Su luz puede ser suficientemente intensa hasta dañar los ojos. Quien sufra de ataques ante la visión de luces centelleantes debe evitar estos aparatos.)

Para una experiencia generé una postimagen instantánea con mi flash, cerré los ojos y luego encendí el estroboscopio durante unos 30 segundos. A cada destello, la luz me atravesaba los párpados, creando un fondo rojo difuso (rojo a causa de la sangre de los párpados). Contrastando con el fondo percibí una imagen negativa de la escena que había sido iluminada por el flash. Cuando apagué el estroboscopio, me sorprendió descubrir una postimagen instantánea mucho después de que ésta debiera haber desaparecido.

Experimentando más comprobé que esta técnica prolongaba la postimagen instantánea. Desconozco la razón, pero les puedo ofrecer dos hipótesis. Quizá la luz difusa que se transmite a través de los párpados refuerce las transformaciones químicas inducidas por el destello inicial y las haga más persistentes. Otra posibilidad es que lo que se percibe tras apagar el estroboscopio sea una postimagen contraste de la postimagen negativa que, de otro modo, se presentaría. Ahora bien, como el contraste a una imagen negativa es una positiva, se percibe una postimagen instantánea al apagar el estroboscopio.

Hay experimentos clásicos en torno a otros tipos de postimágenes en los que el observador puede variar su apreciación del tamaño de una postimagen cuando contempla a ésta sobre un fondo situado a una distancia variable. Supongamos que el sujeto perciba un objeto que ocupe un arco de un grado en su campo visual. El tamaño que le atribuya lo determinará en parte la distancia aparente entre ambos. Así, si hay indicios suficientes que lo convenzan de que está lejos, concluirá que el objeto es grande. Y si los indicios lo convencen de que está cerca, concluirá que es pequeño.

He tenido, vagamente, la impresión de acercarme al modo en que la postimagen instantánea puede depender de tales indicios. En una habitación poco iluminada lancé el flash sobre una lata de conservas. Luego me coloqué una hoja de papel delante de los ojos. Con ello, la postimagen instantánea de la lata se superpuso a una imagen confusa del contorno del papel. Cuando alejé éste, la lata pareció aumentar un tanto su tamaño. Este experimento fue difícil, ya que el observador tiende a enfocar la vista en el papel y este movimiento de los ojos borra la postimagen.

Otras investigaciones sobre las postimágenes instantáneas sugieren que tales variaciones en el tamaño apreciado de un objeto pueden darse en una oscuridad absoluta. Cabe suponer que el sujeto altere su apreciación del tamaño conforme desplaza la mano (que no ve en la oscuridad) desde delante de sus ojos hasta toda la longitud del brazo. Sospecho que se atribuye a la mano el papel de plano en el que se ve la postimagen, aunque sólo sea como sensación. No he conseguido crear esta ilusión.

La postimagen positiva posterior a un destello fugaz la ha investigado recientemente Edward H. Adelson, del Centro de Investigaciones David Sarnoff de la RCA, inspirándose en los trabajos independientes de Barbara Sakitt, del Instituto de Tecnología de Massachusetts, y Wilson S. Geisler III, de la Universidad de Texas, Austin. Adelson atribuye la postimagen a los bastoncitos de la retina. En sus experimentos expuso a un observador adaptado a la oscuridad ante un cuadrado verde sobre un fondo constituido por un círculo rojo. La duración del destello era de 0,1 segundos. El cuadrado ocupaba 4,5 grados en el campo visual del observador y, el círculo, 11 grados. Ambos los descentró unos 15 grados respecto a la visual del observador, para que en la retina dieran una imagen bien alejada de la fóvea.

La postimagen resultó depender de la intensidad de la luz. En la figura 1 se representan algunos de los resultados. La hilera de arriba es una secuencia de las impresiones del sujeto cuando la intensidad era baja. El cuadrado se hizo

visible de inmediato, al menguar el resplandor del flash, y la postimagen fue fugaz. La segunda hilera, secuencia resultante de una intensidad media, revela un breve retraso antes de que pudiera distinguir el cuadrado. Aquí la postimagen duraba más.

La secuencia de la hilera de abajo se debe a una iluminación intensa. En este caso pasaron varios segundos antes de que el cuadrado destacara sobre el fondo. Y la postimagen duró más que las anteriores. Es evidente que la capacidad del sujeto para distinguir porciones de la postimagen se retrasa cuando se incrementa la intensidad del destello. Tal incremento produce además una postimagen más duradera.

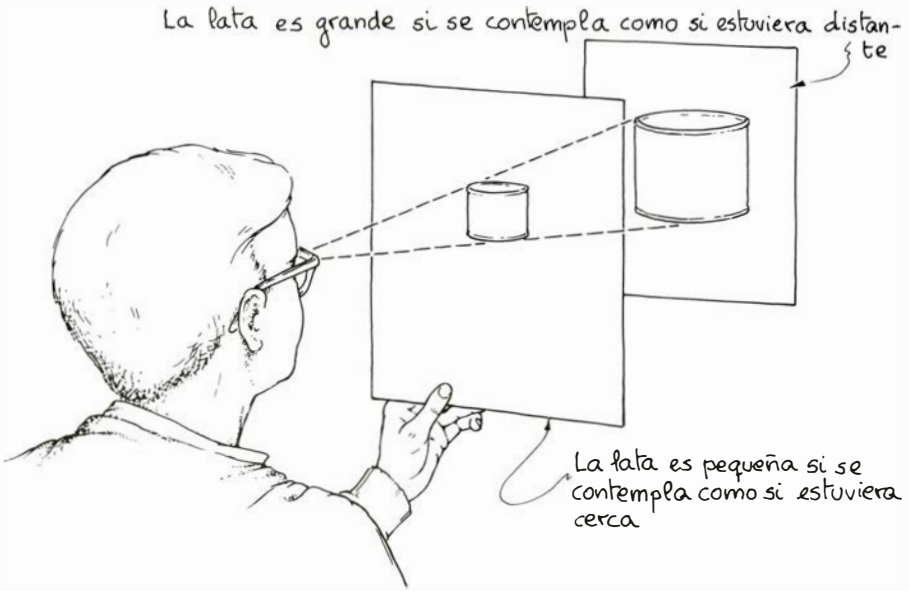
Adelson descubrió asimismo que ambos motivos pueden parecer brillar cuando el cuadrado emerge del fondo. Todas estas observaciones las he repetido yo en mis experiencias con postimágenes instantáneas de cubiertas y páginas de revistas.

Adelson sugiere la manera en que el sistema de bastoncitos puede saturarse con un destello. Cuando el segmento externo de un bastoncito absorbe luz, una serie de reacciones químicas generan una sustancia que bloquea el flujo de iones sodio a través de una membrana existente en dicho segmento. Cuando ese flujo se bloquea por completo, la señal que se manda al cerebro alcanza su máxima potencia y se dice que el bastoncito está saturado. En tal estado no hay luz adicional que aumente la señal.

Por ello el destello inicial puede saturar el sistema de bastoncitos de modo que la señal, procedente de los bastoncitos, estimulada por el cuadrado sea tan fuerte como la estimulada por el fondo. Pero cuando estas señales aminoran, acaban por diferir en potencia y permiten, así, que el observador distinga el cuadrado. Cuando el destello es intenso, el sistema de bastoncitos permanece más tiempo saturado y se retarda la emersión del cuadrado.

Adelson realizó una serie de experimentos encaminados a comprobar la dependencia cromática de la postimagen positiva. Para ello utilizó constantemente un fondo rojo-naranja con cuadrados de colores diversos. En cada ensayo el observador ajustaba la intensidad del cuadrado de modo que, en la postimagen, aquél apenas se distinguiera del fondo.

Al plasmar luego en una gráfica las intensidades elegidas en función de la longitud de onda del color del cuadrado, la curva era semejante a la de sensibilidad de los bastoncitos a las distintas longitudes de onda, lo que delató a éstos como responsables de la postimagen.



3. Variaciones en el tamaño aparente de un objeto en una postimagen

En otros ensayos Adelson mantuvo un cuadrado de color verde constantemente sobre un fondo de color variable. En esta ocasión el observador ajustaba la intensidad del fondo hasta que el cuadrado empezara justamente a hacerse visible en la postimagen. Nuevamente la gráfica de los resultados coincidió con la de sensibilidad de los bastoncitos frente a la longitud de onda.

¿Son también responsables los bastoncitos del fantasma que arrastra una luz estimuladora en movimiento? Yo creo que sí, pero me despista el color del fantasma.

Puedo sugerirles una respuesta. El color del fantasma puede ocasionarlo la interferencia de los bastoncitos con la señal cromática de los conos durante la postimagen. (Los bastoncitos no pueden emitir directamente señales cromáticas, pero los conos sí.) La observación de Bidwell acerca de que una luz roja estimuladora no genera fantasma sea probablemente atribuible al hecho de que a los bastoncitos no los excita el color rojo oscuro. Por consiguiente, un estímulo así no creará en éstos la actividad química generadora de fantasmas.

Una luz estimuladora de cualquier otro color excitará los bastoncitos y éstos generarán una postimagen. Su actividad inhibirá la señal cromática (todavía débil, aunque real) de los conos que fueron excitados por la luz estímulo. Esta inhibición mandará, entonces, al cerebro la señal de que los conos están interceptando el color complementario de la luz que sirve de estímulo.

Supongamos que esta última sea amarilla. Excitará, pues, los bastoncitos y los conos destinados a detectar el amarillo. O sea, cuando la luz pase por encima de una zona ocupada por tales conos se percibirá el amarillo.

En un lapso de unos 0,2 segundos los bastoncitos crearán una postimagen. Su actividad inhibirá la señal amarilla de los conos: al cerebro se enviará una señal azul (complementario del amarillo). Es decir, por interferencia con los conos, el fantasma creado por los bastoncitos aparece coloreado de azul. Pero esa tenue coloración se perderá si los bastoncitos se saturan, tal como ocurre cuando se forma una postimagen instantánea. Esta conclusión la he comprobado buscándole un fantasma a una luz estímulo naranja inmediatamente después de crear una postimagen instantánea. Aquí vi la luz naranja sin fantasma.

Daniel H. Kriegman e Irving Biederman, de la Universidad estatal de Nueva York, han investigado recientemente la información disponible en torno a la postimagen instantánea. En los comienzos, ciertos estudiosos comprobaron el recuerdo de un observador tras entrever un despliegue de 12 letras. Normalmente, un observador no recuerda más de tres o cuatro letras. Las demás se pierden porque la imagen visual se desvanece enseguida y porque la memoria es insuficiente.

Kriegman y Biederman se plantearon si la retención mejoraría adaptando el observador a la oscuridad y mostrándole luego una ordenación de caracteres iluminada por un flash que disparase él mismo. La luminosidad la ajustaban con filtros grises colocados delante del flash.

4. Disposición ideada por Daniel H. Kriegman e Irving Biederman

Los grupos de caracteres los prepararon mecanografiando 14 consonantes y cifras en una ficha en blanco. Sus observaciones las grababa el observador en un magnetófono directamente de viva voz. Para evitar ambigüedades de pronunciación se prescindió de las cinco vocales y de la letra *Y*. También se eliminaron las letras *G*, *Q* y el cero por prestarse a confusiones visuales, así como la *B*, por ser labial muy parecida a la letra *P*.

Los grupos se mecanografiaron en tres filas, con cuatro caracteres la central y cinco la de abajo y la de arriba. Así, el espacio en blanco en la mitad de la fila central serviría de punto de fijación para el observador. Constituía allí un punto luminoso rojo pálido, producido por una linterna situada al otro lado de la ficha. Esa luz, demasiado tenue, no era suficiente para iluminar las letras.

En las experiencias tomaron parte seis sujetos. Cada una de estas personas se sentó a unos treinta centímetros de la ficha y se adaptó a la oscuridad durante unos 12 minutos. Luego, cada 30 segundos, se hacía una prueba de exposición y retentiva. Las 10 primeras pruebas de cada sesión y las tres primeras con cada filtro se destinaron a prácticas. Las pruebas consignadas con cada observador fueron cincuenta. En algunas secuencias éste comenzaba con el filtro más opaco progresando hacia el más claro. En otras, esa progresión era a la inversa.

Con los destellos más intensos se consiguieron las mejores retentivas. Asimismo éstas eran mejores en las secuencias iniciadas con el filtro más opaco. Con el filtro más claro los sujetos retuvieron hasta una media de 12,4 caracteres sobre los 14 del grupo. En nueve pruebas a la máxima luminosidad dieron una reseña perfecta. (El éxito pudiera en parte deberse, por supuesto, a la creciente familiaridad con los signos.)

Un recuerdo exacto y completo es obvio que requiere cierta práctica. Así, el observador debe mantener fija la vista con el fin de conservar la postimagen. Debe, además, desestimar las variaciones en la iluminación de la tarjeta que puedan de suyo interferir con la lectura de los símbolos. Concentrándose adecuadamente los sujetos fueron capaces de leer los caracteres en la postimagen, aun cuando no los hubieran visto bien durante el destello inicial.

Al repetir yo esta experiencia con un montaje similar, me encontré con que leer los signos en la postimagen resulta algo chocante. Normalmente, para leer, movemos los ojos de un lado a otro de la página. Pero, con la postimagen, me vi obligado a fijar la mirada para no borrarla. No comprendo así cómo pude leer los caracteres laterales. De algún modo yo había adquirido una idea de lo que tenía delante y, con ello, pude reconocerlos. O sea, lo que desplazaba era mi concentración y no la vista.

Aún sigue valiendo la pena investigar en torno al fantasma de Bidwell. La estela fantasmagórica, ¿está realmente relacionada con la postimagen instantánea? ¿Qué produce los colores en el fantasma? ¿Por qué son incoloras las postimágenes instantáneas? ¿Por qué se debilitan o se borran cuando se mueven los ojos? ¿Por qué duran más si éstos sólo se someten a un campo visual difuso y parpadeante? Recibiré gustoso cualquier noticia de los lectores acerca de más averiguaciones relativas a este fenómeno.

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

MECANISMO DE NODULACION DE LAS LEGUMINOSAS

THE *RHIZOBIUM*. LEGUME SYMBIOSIS. J. E. Beringer, N. Brewin, A. W. B. Johnston, H. M. Schulman y D. A. Hopwood en *Proc. R. Soc. London Ser. B.*, n.º 204, págs. 219-233; 1979.

MOLECULAR GENETICS OF SYMBIOTIC NITROGEN FIXATION. F. M. Ausubel en *Cell*, vol. 29, n.º 1-2.

RHIZOBIUM INFECTION: A BENEFICIAL PLANT DISEASE? C. P. Vance en *Ann. Rev. Microbiol.*, vol. 37, págs. 399-424; 1983.

THE MOLECULAR GENETICS OF *RHIZOBIUM*-LEGUME SIMBIOSIS. Preparado por D. P. S. Verma y S. Long. *International Review of Cytology Suppl. 14*, págs. 211-245. Academic Press.

ASI CAMBIA *TRYPANOSOMA* SU CUBIERTA

BIOCHEMISTRY OF THE VARIANT SURFACE GLYCOPROTEINS OF SALIVARIAN TRYPANOSOMES. M. J. Turner en *Advances in Parasitology*, vol. 21, págs. 69-153; 1982.

BID THE SICKNESS CEASE—DISEASE IN THE HISTORY OF BLACK AFRICA. Oliver Ransford. John Murray, Ltd., 1983.

6 Å-RESOLUTION X-RAY STRUCTURE OF A VARIABLE SURFACE GLYCOPROTEIN FROM *TRYPANOSOMA BRUCEI*. D. M. Freymann. P. Metcalf, M. Turner y D. C. Wiley en *Nature*, vol. 311, n.º 5982, págs. 167-169; 13 de septiembre de 1984.

FUENTES EXPLOSIVAS DE RAYOS GAMMA

PROBABLE OPTICAL COUNTERPART OF A GAMMA-RAY BURSTER. B. E. Schaefer en *Nature*, vol. 294, n.º 5843, págs. 722-724; 24 de diciembre de 1981.

THE GAMMA-RAY BURSTER PUZZLE. Ronald A. Schorn en *Sky and Telescope*, vol. 63, n.º 6, págs. 560-562; junio, 1982.

HIGH ENERGY TRANSIENTS IN ASTROPHYSICS. Dirigido por S. E. Woosley. American Institute of Physics Conference Proceedings n.º 115, 1984.

EL MOVIMIENTO BROWNIANO

SELECTED PAPERS ON NOISE AND STOCHASTIC PROCESSES. Dirigido por Nelson Wax. Dover Publications, Inc., 1954.

INVESTIGATIONS ON THE THEORY OF THE BROWNIAN MOVEMENT. Albert Einstein, preparado por R. Fürth y traducido por A. D. Cowper. Dover Publications, Inc., 1956.

DYNAMICAL THEORIES OF BROWNIAN MOTION. Edward Nelson. Princeton University Press, 1967.

EXITO REPRODUCTOR EN EL CIERVO COMUN

THE THEORY OF SEX ALLOCATION. E. L. Charnov. Princeton University Press, 1982.

MATERNAL DOMINANCE, BREEDING SUCCESS AND BIRTH SEX RATIONS IN RED DEER. T. H. Clutton-Brock, S. D. Albon y F. E. Guinness en *Nature*, vol. 308, n.º 5957, págs. 358-360; 22 de marzo de 1984.

RADARES DE BARRIDO ELECTRONICO

RADAR TECHNOLOGY. Dirigido por Eli Brookner. Artech House, Inc., 1977.

RADAR DE IMÁGENES LATERALES AEROTRANSPORTADO. Homer Jensen, L. C. Graham, Leonard J. Porcello y Emmett N. Leith en *Investigación y Ciencia*, n.º 15, págs. 55-65; diciembre, 1977.

INTRODUCTION TO RADAR SYSTEMS. Merrill I. Skolnik. McGraw-Hill Book Company, 1980.

TRENDS IN RADAR SIGNAL PROCESSING. Eli Brookner en *Microwave Journal*, vol. 25, n.º 10, págs. 20-39; 1982.

RADAR DETECTION AND TRACKING SYSTEMS. S. A. Hovanessian. Artech House, Inc., 1983.

SUSTITUCION FUNCIONAL DEL OIDO

PLACE AND TIME CODING OF FREQUENCY IN THE PERIPHERAL AUDITORY SYSTEM: SOME PHYSIOLOGICAL PROS AND CONS. E. F. Evans en *Audiology*, vol. 17, n.º 5, págs. 369-420; septiembre/octubre, 1978.

NEURAL PROSTHESES. Gerald E. Loeb, John McHardy, Ellen M. Kelliher y S. Barry Brummer en *Biocompatibility in Clinical Practice: Vol. 2*, dirigido por David F. Williams. CRC Press, Inc., 1982.

CLINICAL APPLICATIONS OF NEURAL PROSTHETIC TECHNIQUES. F. T. Hambrecht en *Applied Neurophysiology*, vol. 45, n.º 1-2, págs. 10-17; enero-abril, 1982.

COCHLEAR PROSTHESES: AN INTERNATIONAL SYMPOSIUM. Dirigido por Charles W. Parkins y Samuel W. Anderson en *Annals of the New York Academy of Sciences*, vol. 405; 1983.

DESIGN AND FABRICATION OF AN EXPERIMENTAL COCHLEAR PROSTHESIS. G. E. Loeb, C. L. Byers, S. J. Rebscher, D. E. Casey, M. M. Fong, R. A. Schindler, R. F. Gray y M. M. Merzenich en *Medical & Biological Engineering & Computing*, vol. 21, n.º 3, págs. 241-254; mayo, 1983.

ACEROS DE DAMASCO

ON THE BULAT —DAMASCUS STEELS REVISITED. Jeffrey Wadsworth y Oleg D. Sherby in *Progress in Materials Science*, vol. 25, págs. 35-68; 1980.

DAMASCUS STEEL-MAKING. Jeffrey Wadsworth y Oleg D. Sherby en *Science*, vol. 218, n.º 4570, págs. 328-329; 22 de octubre de 1983.

JUEGOS DE ORDENADOR

ADVANCED DUNGEONS AND DRAGONS: MONSTER MANUAL. Gary Gygax y Greg Irons. Troubadour Press, 1979.

I CHING: BOOK OF CHANGES. Traducido al inglés por James Legge. Citadel Press, 1983.

ROG-O-MATIC: A BELLIGERENT EXPERT SYSTEM. Michael Mauldin, Guy Jacobson, Andrew Appel y Leonard Hamey. Department of Computer Science, Carnegie-Mellon University, Pittsburgh, Pa.; 1983.

TALLER Y LABORATORIO

HOW MANY LETTERS IN BIDWELL'S GHOST? AN INVESTIGATION OF THE UPPER LIMITS OF FULL REPORT FROM A BRIEF VISUAL STIMULUS. Daniel H. Kriegman e Irving Biederman en *Perception & Psychophysics*, vol. 28, n.º 1, págs. 82-84; 1980.

WORKSHOPS IN PERCEPTION. R. P. Power, S. Hausfeld y A. Gorta. Routledge & Kegan Paul, 1981.

THE DELAYED ROD AFTERIMAGE. Edward H. Adelson en *Vision Research*, vol. 22, págs. 1313-1328; 1982.

Taller y laboratorio

Una fórmula práctica y rápida para calcular la velocidad y la eficacia del vuelo de las aves

Jearl Walker

Son numerosas las especies de aves dotadas para el planeo (vuelo sin batir de las alas), describiendo círculos en el aire ascendente. Un observador atento a sus movimientos aprendería no pocas cosas acerca de la aerodinámica del vuelo y otras tantas acerca del modo en que las distintas especies ejecutan sus evoluciones. Paul MacCready, de AeroVironment Incorporated, Monrovia, California, ha perfeccionado una técnica mediante la cual un aficionado puede calcular el coeficiente de sustentación de un ave, cantidad que mide el rendimiento del vuelo, su velocidad y el radio del circunvuelo.

Se conoce a MacCready por su fabricación de un avión de propulsión humana. En sus primeras observaciones en torno a las aves planeadoras se inspiró para construir el *Gossamer Condor*, ganador en 1977 del concurso Kremer por haber sido el primer avión de propulsión muscular capaz de dibujar un ocho. (El aparato se exhibe actualmente en el Museo Nacional norteamericano de la Aeronáutica y del Espacio.) Aquel vuelo se realizó gracias a sus cálculos acerca del planeo de las aves, concretamente de la potencia útil necesaria.

MacCready inició sus observaciones y cálculos en torno al planeo en 1976 contemplando a los buitres aura (*Cathartes aura*) en su suave planeo circular. Sus hijos le ayudaron a medir cuánto tiempo invertía un ave en describir un círculo y, además, el ángulo de escora del animal (aquel que forma con la horizontal el plano de las alas). Sujetando un transportador con el brazo extendido, medía el ángulo mientras el ave se acercaba y mientras se alejaba. Luego anotaba la media de ambas cantidades y la duración del circunvuelo.

Observó asimismo el planeo de los buitres negros (*Coragyps atratus*) y el de la mejor planeadora de todas: la fragata (*Fregata magnificens*), de la que tornó a ocuparse durante sus vacaciones en La Paz, México, en 1980. En 1982 grabó en videocinta los vuelos; valióse de una cámara de televisión provista de zoom. Al repasar la grabación midió la escora en la pantalla del monitor. Un reloj integrado en el reproductor de cinta registraba los tiempos.

Para sorpresa suya, los resultados de 1980 no coincidían con los de 1982. En 1980 la escora media resultó de 23 grados y la duración media del circunvuelo completo de 9,1 segundos. En 1982, esas cantidades resultaron ser 39 grados y 9,4 segundos, respectivamente.

Advirtió MacCready que, en el segundo grupo de observaciones, los vuelos eran mucho más altos. Estos, en razón de la perspectiva, obligaban a que las medidas fueran menos precisas. Para corregir las deficiencias, redujo los datos de 1982 a 36 grados. El misterio persistía. ¿Por qué escoraban más las aves al volar más alto? Volveremos sobre la cuestión en cuanto expongamos los cálculos de MacCready en torno a la eficacia del vuelo.

En su planeo, un ave desciende lentamente con respecto al aire que surca. Si éste se eleva más deprisa de lo que desciende el ave, el animal ganará altura sobre el suelo. La que vuela en círculo acostumbra a maniobrar para mantenerse dentro del aire ascendente. Sobre cada ala actúa la fuerza ascensional, o sustentación, que es una fuerza que ejerce el aire perpendicularmente a la recta que une las puntas de las alas. Esa fuerza es también perpendicular a la trayectoria de vuelo. Si ésta es horizontal y estable, la sustentación se hace totalmente vertical y contrarresta el peso del ave. Al escorar ésta, la sustentación se inclina respecto a la vertical un ángulo igual al de escora y adquiere una componente horizontal. Entonces, para contrarrestar el peso queda sólo la componente vertical. Si esta componente es demasiado pequeña, el animal se hundirá con relación al aire ascendente; si es demasiado grande, se elevará.

La componente horizontal de la sustentación proporciona una fuerza centrípeta para mantener el movimiento circular. La magnitud de esta componente depende de la fuerza de sustentación y del ángulo de escora.

MacCready ha deducido una fórmula matemática que permite calcular la velocidad del ave conocidos el ángulo de escora y la duración del circunvuelo. Dicha fórmula se apoya en tres hechos: (1) En un ave que planee en círculo, la componente vertical de la sustentación es igual al peso. (2) La componente horizontal de la sustentación genera un movimiento circular y, por ello, es igual a la masa del animal por su aceleración centrípeta, la cual se calcula dividiendo el cuadrado de la velocidad por el radio del círculo. (3) La velocidad de un objeto en movimiento circular es igual al perímetro del círculo dividido por el tiempo invertido en completar una vuelta.

Basándose en estos tres hechos, MacCready halló que la velocidad del ave es proporcional al tiempo de circunvuelo multiplicado por la tangente del ángulo de escora. Conocida la velociad, el radio se calcula mediante la relación entre la velocidad y el perímetro.

En la figura 3 se expone la formulación completa y en la 4 se ilustran las relaciones. Esta gráfica es un ábaco que puede usarse en el campo. Para ello se empieza midiendo el ángulo de escora de un ave que planee en círculo y el tiempo que dura una revolución. Este tiempo se busca en las abscisas del ábaco y, desde ese punto, nos desplazamos verticalmente hasta cortar la recta rotulada con el ángulo de escora medido. (Puede que tengamos que interpolar entre dos rectas si el ángulo no está reseñado.) Luego, desde esa intersección, nos vamos directamente a las ordenadas, en cuyo eje leeremos la velocidad. Un ave que complete un círculo en nueve segundos bajo un ángulo de 20 grados lleva una velocidad de unos 5,1 metros por segundo.

El ábaco facilita también el radio del círculo. Así, cuando nos hayamos desplazado en vertical desde el punto representante de la duración del circunvuelo hasta el corte con la recta de escora, el radio lo determinaremos con la curva más próxima que represente radios. En nuestro ejemplo, el radio es de 7,3 metros aproximadamente.

Sobre la base de sus observaciones de campo de 1980, MacCready ha calculado que aquellas aves planeaban a una velocidad media de 5,9 metros por segundo circunvolando con un radio medio de 8,5 metros. Mientras que en 1982 planeaban a 10,4 metros por segundo, circunvolando con un radio de 15,3 metros.

Otro parámetro es el coeficiente de sustentación, que se define en función de la carga ascensional. Esta es la sustentación dividida por el área total de la superficie superior de las alas. Entonces, el coeficiente de sustentación es el cociente de la carga ascensional entre la sobrepresión generada delante del pájaro a causa del movimiento hacia adelante. Dicha sobrepresión es igual a un medio de la densidad del aire multiplicada por el cuadrado de la velocidad del ave.

El valor real del coeficiente de sustentación depende del ángulo de ataque del ave, o ángulo bajo el que sus alas se cruzan con el aire que hienden. El mayor valor útil del coeficiente se obtiene para el ángulo que produce la entrada en pérdida, situación en la cual el flujo del aire por la parte superior del ala se separa de ésta, y no se desplaza suavemente hasta el borde posterior. A MacCready le interesan los valores que pueden alcanzar estos coeficientes en las aves planeadoras. ¿Son mayores que los que pueden conseguirse en los artefactos voladores del hombre?

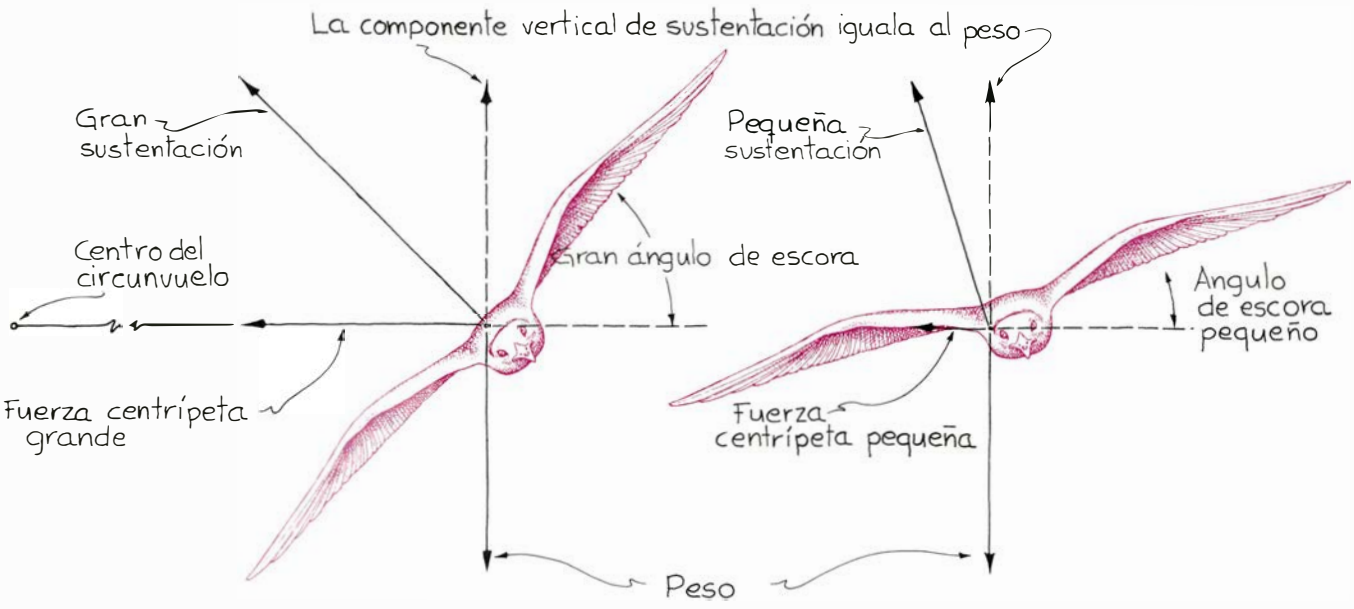
Así las cosas, la definición del coeficiente de sustentación no sirve a los observadores del planeo de las aves, puesto que la sustentación es siempre desconocida. Por ello, MacCready ha replanteado la definición en función de unas cantidades que un aficionado pueda obtener. Así, sustituye la sustentación por el peso del animal. (El cociente de éste entre la superficie superior de las alas se llama carga alar.) La velocidad real la sustituye por la que llevaría el animal si volase en línea recta con el mismo coeficiente de sustentación. Esta velocidad en línea recta es la velocidad real multiplicada por la raíz cuadrada del coseno del ángulo de escora. El cociente de la velocidad en línea recta entre la velocidad real puede representarse en una gráfica [*véase la figura número 5*]. Su valor es del orden de la unidad para pequeñas escoras, pero puede ser apreciablemente inferior para ángulos mayores.

Para completar el cálculo del coeficiente de sustentación se necesita el cociente del peso entre la superficie de las alas (la carga alar) correspondiente al tipo de ave observada. Para las fragatas que observó MacCready, ese cociente es, aproximadamente, de 35,1 newton por metro cuadrado. (El newton es la unidad de fuerza adoptada internacionalmente. Un cuerpo de un kilogramo de masa sometido a la acción de un newton se aceleraría a razón de un metro por segundo cada segundo.) La densidad del aire, que hace también falta para los cálculos, depende de la presión y la temperatura. Admitiendo que las aves cuyo planeo observó estuvieran aproximadamente a nivel del mar y a una temperatura de 15 grados centígrados, MacCready tomó una densidad del aire de 1,225 kilogramos por metro cúbico.

Con estos valores, calculó un coeficiente de sustentación de 1,79 para los datos de 1980 y de 0,65 para los de 1982. Ambos resultados difieren porque las velocidades en línea recta (que dependen de la velocidad real y del ángulo de escora) son distintas.

El enigma en torno a los ángulos de escora distintos en los dos grupos de observaciones realizadas en México

1. Buitre aura remontando una térmica



2. Componentes de la sustentación

reaparece en el cálculo de los coeficientes. MacCready, cuando en 1976 efectuó sus primeras observaciones de aves planeadoras, esperaba encontrar que todos los pájaros planeasen con el mismo coeficiente de sustentación. Sus cálculos de aquel año para el buitre aura, el buitre negro y la fragata cumplieron con sus previsiones. Pero en las observaciones de 1980 y 1982 se encontró con la sorpresa de que el mismo tipo de ave no planea siempre con el mismo coeficiente de sustentación. Dado que en 1980 los vientos fueron encalmados y suaves y en 1982 turbulentos y fuertes, sacó la conclusión de que las aves ajustaban sus coeficientes de sustentación en correspondencia con las condiciones meteorológicas.

Del mismo modo, el piloto de un velero vuela más deprisa cuando describe círculos en el seno de una térmica turbulenta (una masa de aire cálido ascendente) que cuando lo hace en una encalmada. El aumento de velocidad hace que el aparato sea menos susceptible de entrar en pérdida si, por un instante, la turbulencia incrementase el ángulo de ataque del ala. Asimismo acrecienta el control del piloto. Este, además de volar más rápido, escora el planeador más en una térmica fuerte.

Estos ajustes los hacen las aves planeadoras con mayor efectividad porque su experiencia es mayor y poseen unos sensores térmicos mejores y más medios para ajustar las alas. Las videocintas tomadas por MacCready en 1982 revelan que, en la turbulencia, los pájaros alteraban de continuo el ángulo de escora y la forma de las alas, en especial el alabeo.

En algunos planeadores la carga alar es del mismo orden que la de algunas aves, tal como el buitre negro. Por ello, los pilotos de esos artefactos podrían aprovechar térmicas casi tan pequeñas como las que aprovechan las aves para volar. Pero, con todo, éstas controlan más el borde. En cierta ocasión, un experto en biología de las aves, Colin J. Pennycuick, de la Universidad de Bristol, comentó: "Me figuro que, aun cuando pudiera imitarse del todo el sistema de mandos de un ave, la carlinga estaría tan repleta de palancas que haría falta un pulpo para manejarlo". Más aún, como las alas de las aves son más cortas y proporcionalmente acortan menos el radio de giro, evitan así parte del alabeo necesario para mantener la sustentación al mismo valor sobre ambas alas. Tal ajuste es difícil en unas alas más largas, como las de los planeadores en picado.

Los veleros soportan cargas alares mayores que los planeadores y las aves y vuelan mucho más rápido. Son asimismo muy eficientes y se hunden en el aire más lentamente. Pese a ello, no pueden utilizar térmicas tan pequeñas como las aves.

Por soportar el buitre aura una carga alar sustancialmente inferior a la del buitre negro, planea en térmicas más pequeñas y débiles. Puede, además, planear a primeras horas del día (que es cuando las térmicas son más débiles). Con sus alas largas y esbeltas, la fragata es el mejor de todos los planeadores oceánicos. Aprovecha incluso las suaves células convectivas que se desarrollan en la brisa cuando el agua está más caliente que el aire.

Con viento sosegado el coeficiente de sustentación de las fragatas es de 1,8, valor sorprendentemente alto dadas las condiciones aerodinámicas del planeo de las aves. Nos dice ese dato que las fragatas pueden planear a unas velocidades tan bajas que harían entrar en pérdida a otras aves y a los planeadores. MacCready sugiere que ulteriores observaciones podrían aportar un coeficiente incluso menor para estas aves. De no ser así, habrá que concluir que las fragatas están técnicamente mejor diseñadas que los aeromodelos de tamaño parejo que vuelan a velocidades parecidas y que los expertos en aerodinámica están ante algo de lo que ocuparse.

El mes pasado les describí cómo generar una postimagen peculiar en una habitación a oscuras mientras se contempla una escena momentáneamente iluminada con un destello luminoso intenso. A causa del deslumbramiento se ven escasos detalles de la escena, pero si se mantiene la vista fija cuando vuelve a hacerse la oscuridad, aparece enseguida una postimagen detallada semejante a una instantánea de la escena. Esa postimagen puede ser tan vívida que se reconozcan las palabras impresas y otros detalles.

Parte del artículo estaba basado en las investigaciones de Edward H. Adelson, del Centro de Investigaciones

David Sarnoff de RCA. Este ofrece otra demostración de postimagen. Un sujeto completamente adaptado a la oscuridad ve una tarjeta blanca iluminada por un destello. En la postimagen percibe las letras RODS en la tarjeta aunque no hubo señal de ellas en el destello.

Para organizar esta demostración Adelson empieza por escribir en la tarjeta blanca las letras RODS con gruesos caracteres de imprenta, valiéndose de un rotulador amarillo brillante. Luego recorta en un filtro rojo una ranura de unos seis o siete milímetros de ancho, cubre ésta con un filtro azul y sujeta el conjunto al flash. Este, al destellar, emite luz roja salvo por la ranura, por donde sale luz azul. Cuando se dispara el flash, tras haber adaptado la vista a la oscuridad, se verá únicamente una tarjeta en blanco bañada de luz roja. A las dos o tres décimas de segundo aparecerán las letras RODS.

Adelson explica la percepción de las letras en función de la luz absorbida por la tinta amarilla. Bajo la luz roja, la tarjeta se ve en blanco porque la tinta no absorbe luz alguna. Bajo la luz azul, la tarjeta exhibe las letras en gris oscuro porque la tinta absorbe el azul. Los conos de la retina resultan dominados por la luz roja intensa, que enmascara el gris de las letras formado bajo la luz azul pálido. Los bastoncitos, insensibles al rojo, registran la presencia de las letras, pero la luz azul los satura inicialmente y así no se perciben las letras. Cuando se liberan de dicha saturación acaban por permitir la percepción.

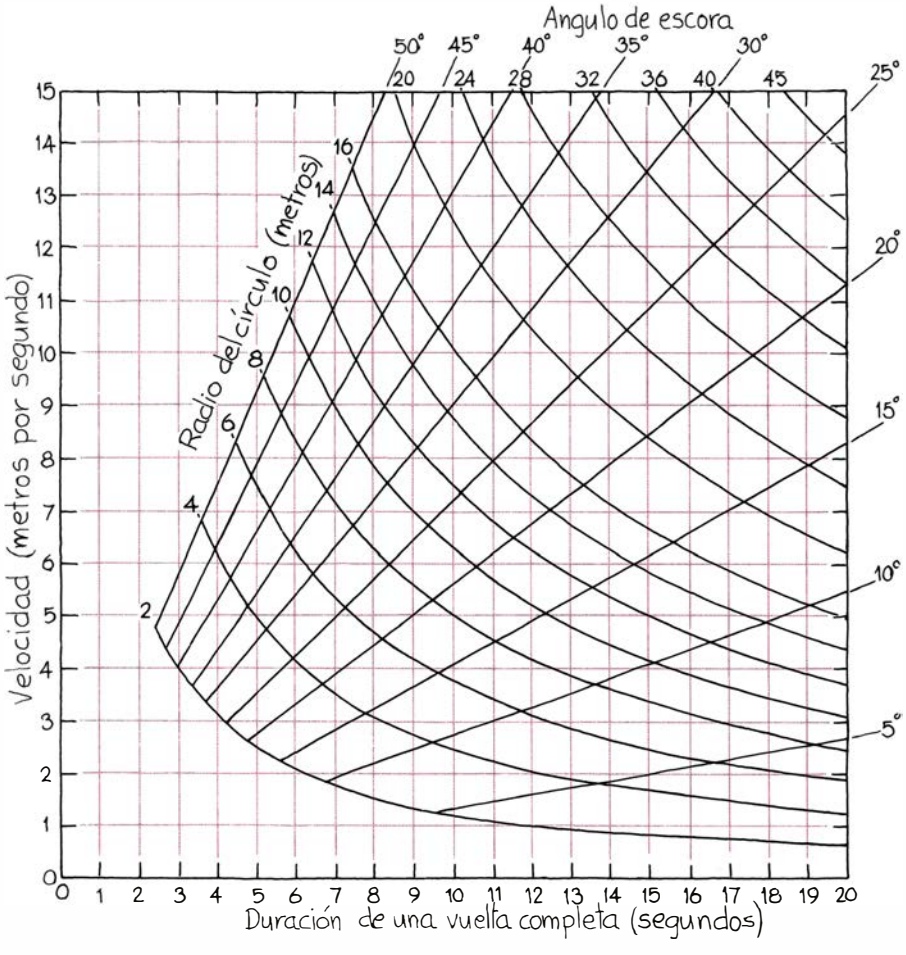
La cantidad de azul del flash hay que ajustarla; si es excesiva, se contemplarán las letras durante el destello y no habrá sorpresa al verlas en la postimagen; si escasa, no se verán tampoco.

La tarjeta puede prepararse de modo que las letras se perciban una tras otra. Para ello se sostiene el flash a unos quince centímetros de la *S* y se ladea hasta que queden iluminadas todas las letras. De éstas, la última en ser iluminada es la *R*. Entonces, los bastoncitos que reciban la imagen de la *R* estarán menos saturados, por cuya razón esa letra se percibirá antes que las demás. La siguiente en percibirse será la *O*, cuando se desaturen los bastoncitos correspondientes. La última en percibirse será la *S*, pues los bastoncitos que recibieron su imagen fueron los más iluminados y, por tanto, son los que más tardan en liberarse de la saturación.

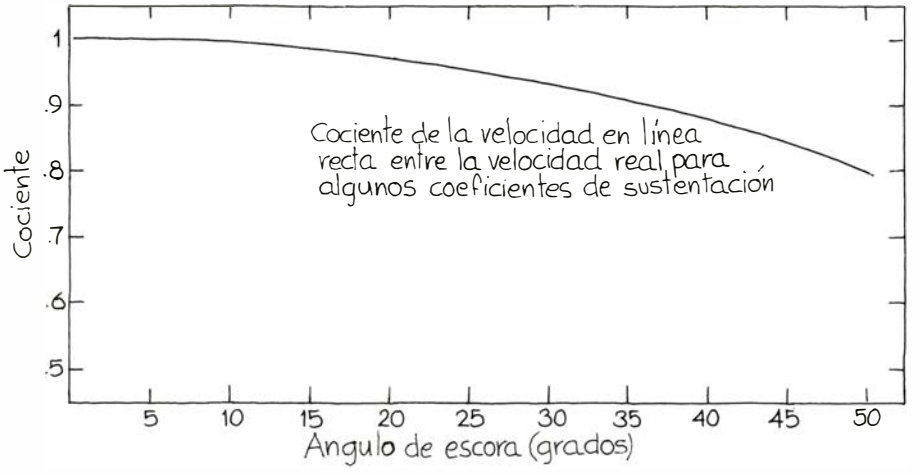
Howard Brody, de la Universidad de Pennsylvania, y Joseph P. Straley, de la de Kentucky, me corrigen un

t — Duración de una vuelta	Igualación de fuerzas verticales: $L\cos\theta = mg$
L — Sustentación	La componente horizontal de la sustentación produce una fuerza centrípeta $L\sin\theta = \frac{mv^2}{r}$
g — Aceleración de la gravedad	Relación entre velocidad y radio: $v = \frac{2\pi r}{t}$
W y mg — Peso del ave	Expresiones resultantes entre la velocidad y el radio: $v = \frac{tg\tan\theta}{2\pi}$, $r = \frac{vt}{2\pi}$
v — velocidad	Velocidad en línea recta asociada: $v_a = v\sqrt{\cos\theta}$
v_a — Velocidad en línea recta asociada	Coeficiente de sustentación $C_L = \frac{L/S}{dv^2/2} = \frac{W/S}{dv_a^2/2}$
θ — Angulo de escora	
r — Radio del círculo	
S — Area de la cara superior del ala	
L/S — Carga ascensional	
W/S — Carga alar	
d — Densidad del aire	

3. Fórmulas de Paul MacCready



4. Abaco para determinar la velocidad y el radio de circunvuelo de un ave planeadora



5. Procedimiento para determinar la velocidad en línea recta de un ave

fallo que se me deslizó en el artículo correspondiente al mes de noviembre, dedicado a los juegos de pelota. Escribí que en el bote elástico en el suelo la componente vertical de la velocidad se invierte, conservando el valor. Así, los rebotes subsiguientes deben ser de la misma altura.

Pese a lo clara que tal conclusión debía ser para mí, me olvidé de ella al contemplar cómo una pelota de gran elasticidad cruzaba rebotando el suelo de mi cocina. Al dar efecto a la pelota, me pareció que se movía dando botes alternativamente altos y bajos. Pero aquello era ilusión: la altura de cada bote era en realidad casi la misma. Lo que ocurría es que, a causa del efecto, la pelota salía despedida del suelo bajo ángulos diferentes. Así, cuando la componente horizontal de la velocidad tras un bote era baja, la pelota se elevaba bajo un ángulo inclinado, pero cuando la componente horizontal era alta, el ángulo se tornaba obtuso. Esta diferencia entre ángulos la interpreté erróneamente entonces como debida a una diferencia en alturas.

Me indica asimismo Brody que, en el tenis, el papel del efecto es más complicado que en el frotón. "El rebote alto de un tiro con sobregiro y el bajo de uno con contragiro no resultan de la interacción entre la pelota y la superficie de la cancha, sino del hecho de que el primero aumenta la componente vertical de la velocidad y el segundo la disminuye", me escribe. "Esta diferencia se debe al efecto Magnus." (La expresión se refiere a las diferentes presiones del aire a uno y otro lado de la pelota, consecuencia de la interacción de la superficie giratoria con el aire que surca. Según el efecto, esa diferencia de presiones puede elevar la pelota o impulsarla hacia abajo.) En el frontón, este efecto es menor porque la pelota es más lisa.

Joseph W. Kennedy me ha escrito acerca de algunos enigmas no resueltos asociados a los tiros de frontón. Situado hacia la mitad derecha de la cancha lanza un disparo. La pelota incide en la pared frontal, en la parte posterior de la pared izquierda y en la mitad izquierda de la trasera, para caer al suelo frente a la mitad derecha de la misma. Un contrincante experto puede anticiparse a esta posición final y devolver el tiro.

Kennedy, tras alguna tiradas de ese tipo, introduce un leve cambio, guiando el golpe con la muñeca. (Maneja la derecha.) Entonces, aunque la pelota parece dar en las paredes en los mismos puntos que antes, llega al suelo en una posición mucho más cercana a la pared trasera. Es probable que, así, el contrincante se encuentre demasiado lejos de ésta para alcanzar a devolver el tiro en buenas condiciones. Kennedy opina que quizá comunique un efecto a la pelota con el movimiento de muñeca.

En otro tiro peculiar (y un tanto extraño), la pelota choca de frente, a gran velocidad, con una esquina delantera. Cae entonces al suelo y no hay quien la devuelva. Sin duda, ello se debe al frotamiento de la pelota con dos paredes a la vez, pero ignoro si alguien ha desentrañado los detalles de la colisión.

Un "tiro mortal" es el dirigido horizontalmente y a gran velocidad hacia algunos centímetros por encima de la base de la pared frontal. El rebote es muy pegado al suelo y cuesta devolverlo. Pero, a veces, cuando la pelota golpea la pared a seis o siete centímetros del suelo, en el rebote se eleva hasta diez o doce centímetros de altura y se devuelve con más facilidad. ¿Por qué se eleva entonces? Acaso suba más por lo que aduce Brody.

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

CUMPLIMIENTO DE LOS ACUERDOS SOBRE CONTROL DE ARMAMENTO

THE KEYHOLE SATELLITE PROGRAM. Jeffrey Richelson en *The Journal of Strategic Studies*, vol. 7, n.º 2, págs. 121-153; junio, 1984.

ARMS CONTROL VERIFICATION. Dirigido por Kosta Tsipis y Penny Janeway. Pergamon-Brassey's International Defense Publishers. En prensa.

VOLCANES Y NUBES DE VENUS

LA SUPERFICIE DE VENUS. Gordon H. Pettengill, Donald B. Campbell y Harold Masursky en *Investigación y Ciencia*, n.º 49, págs. 22-34; octubre, 1980.

VENUS. Dirigido por D. Hunten, L. Colin, T. Donahue y V. Moroz. University of Arizona Press, 1983.

PLANETS AND THEIR ATMOSPHERES: ORIGIN AND EVOLUTION. J. Lewis y R. Prinn. Academic Press, 1984.

TRANSLOCACIONES CROMOSOMICAS Y CANCER HUMANO

HUMAN C-*MYC ONC* GENE IS LOCATED ON THE REGION OF CHROMOSOME 8 THAT IS TRANSLOCATED IN BURKITT LYMPHOMA CELLS. Riccardo Dalla-Favera, Marco Bregni, Jan Erikson, David Patterson, Robert C. Gallo y Carlo M. Croce en *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, vol. 79, n.º 24, págs. 7824-7827; diciembre, 1982.

TRANSLOCATION OF THE C-*MYC* GENE INTO THE IMMUNOGLOBULIN HEAVY CHAIN LOCUS IN HUMAN BURKITT LYMPHOMA AND MURINE PLASMACYTOMA CELLS. R. Taub, I. Kirsch, C. Morton, G. Lenoir, D. Swan, S. Tronick, S. Aaronson y P. Leder en *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, vol. 79, n.º 24, págs. 7837-7841; diciembre, 1982.

SPECIFIC CHROMOSOMAL TRANSLOCATIONS AND THE GENESIS OF B-CELL-DERIVED TUMORS IN MICE AND MEN. George Klein en *Cell*, vol. 32, n.º 2, págs. 311-315; febrero, 1983.

DIMENSIONES OCULTAS DEL ESPACIO-TIEMPO

SUPERGRAVEDAD Y LA UNIFICACIÓN DE LAS LEYES DE LA FÍSICA. Daniel Z. Freedman y Peter van Nieuwenhuizen en *Investigación y Ciencia*, n.º 19, págs. 78-91; abril, 1978.

SUPERGRAVITY THEORY IN 11 DIMENSIONS. E. Cremmer, B. Julia y J. Scherk en *Physics Letters*, vol. 96B, n.º 4, págs. 409-412; 19 de junio de 1978.

DYNAMICS OF DIMENSIONAL REDUCTION. Peter G. O. Freund y Mark A. Rubin en *Physics Letters*, vol. 97B, n.º 2, págs. 233-235; 1 de diciembre de 1980.

SEARCH FOR A REALISTIC KALUZA-KLEIN THEORY. Edward Witten en *Nuclear Physics B*, vol. 186, n.º 3, págs. 412-428; 10 de agosto de 1981.

POR QUE SALTAN LAS BALLENAS

ACOUSTIC COMMUNICATION AND BEHAVIOR OF THE SOUTHERN RIGHT WHALE (*EUBALAENA AUSTRALIS*). Christopher W. Clark en *Communication and Behavior of Whales*. Dirigido por Roger Payne. Westview Press, Inc., 1983.

ENERGETICS OF LEAPING IN DOLPHINS AND OTHER AQUATIC ANIMALS. R. W. Blake en *Journal of the Marine Biological Association of the United Kingdom*, vol. 63, n.º 1, págs. 61-70; 1983.

STRUCTURE AND STABILITY OF HUMPBACK WHALE GROUPS OFF NEWFOUNDLAND. Hal Whitehead en *Canadian Journal of Zoology/Journal Canadien de Zoologie*, vol. 61, n.º 6, págs. 1391-1397; junio, 1983.

YACIMIENTOS AURIFEROS IBERICOS EN LA ANTIGÜEDAD

CONTRIBUCIÓN AL ESTUDIO DE LA MINERÍA PRIMITIVA DEL ORO EN EL NOROESTE DE ESPAÑA. C. Saenz Ridruejo y J. L. Velez González. Ediciones Atlas; Madrid, 1974.

MINES D'OR ROMAINES D'ESPAGNE. LE DISTRICT DE LA VALDUERNA (LEÓN). Publications de la Université de Toulouse-Le Mirail; Toulouse, 1978.

RÖMINSCHER GOLDBERGBAU IM NORDWESTEN SPANIENS. EIN FORSCHUNGSBERICHT. F.-J. Sánchez-Palencia Ramos en *Der Anschnitt* 2-3, págs. 38-61; 1979.

EL CAUREL. J. M. Luzón Nogué, F.-J. Sánchez-Palencia Ramos et al. Ed. Ministerio de Cultura; Madrid, 1980.

LAS EXPLOTACIONES AURÍFERAS Y LA OCUPACIÓN ROMANA DEL NOROESTE DE LA PENÍNSULA IBÉRICA. F.-J. Sánchez-Palencia Ramos y L. C. Pérez García en *Il Seminario de Arqueología del Noroeste Peninsular*. Santiago, 1980.

IMPLANTACION IONICA DE SUPERFICIES

IMPLANTACIÓN DE IONES EN METALES. Julio A. Alonso y José M. López en *Investigación y Ciencia*, n.º 77, págs. 10-19; febrero, 1983.

TAILORED SURFACE MODIFICATION BY ION IMPLANTATION AND LASER TREATMENT. S. T. Picraux y L. E. Pope en *Science*, vol. 226, n.º 4675, págs. 615-622; 9 de noviembre de 1984.

QUIMICA DEL AJO Y LA CEBOLLA

THE BOOK OF GARLIC. Lloyd J. Harris. Holt, Rinehart and Winston, 1975.

THE LACRYMATORY FACTOR OF THE ONION: AN NMR STUDY. Eric Block, Larry K. Revelle y Ali A. Bazzi en *Tetrahedron Letters*, vol. 21, n.º 14, págs. 1277-1280; 1980.

(E,Z)-AJOENE: A POTENT ANTITHROMBOTIC AGENT FROM GARLIC. Eric Block, Saleem Ahmad, Mahendra K. Jain, Roger Crecely, Rafael Apitz-Castro y María R. Cruz en *Journal of the American Chemical Society*. En prensa.

JUEGOS DE ORDENADOR

CORE WAR GUIDELINES. D. G. Jones y A. K. Dewdney. SCIENTIFIC AMERICAN, 415 Madison Avenue, New York, N.Y. 10017; marzo, 1984.

WAR GAMES, Philip Elmer-DeWitt en *Time*, vol. 124, n.º 16, págs. 109; 15 de octubre de 1984.

TALLER Y LABORATORIO

SOARING BIRD AERODYNAMICS—CLUES FOR HANG GLIDING. Paul B. MacCready, Jr., en *Ground Skimmer*, n.º 45, págs. 17-19; octubre, 1976.

SOARING AERODYNAMICS OF FRIGATE BIRDS. Paul B. MacCready, Jr., en *Soaring*, vol. 48, n.º 7, págs. 20-22; julio, 1984.

Taller y laboratorio

Experimentos con el motor de combustión externa de fluido, que está provisto de pistones líquidos

Jearl Walker

El motor de fluido es un singular artefacto cuyo nombre procede de sus pistones líquidos. Al igual que su pariente próximo, el motor Stirling de pistones sólidos, inventado en 1816 por el reverendo Robert Stirling, de Escocia, resulta un buen auxiliar para estudiar experimentalmente ciertos aspectos de la termodinámica. De estos motores, algunos podrían servir asimismo de bombas de riego económicas. Colin D. West, del Laboratorio Nacional de Oak Ridge, ha estudiado varios. En sus investigaciones se basa gran parte de este artículo.

El funcionamiento de un motor de fluido podemos describirlo imaginando un par de vasos comunicantes juntos [*véase la figura 1*]. El vaso de la izquierda se llama generador y el de la derecha transmisor. Ambos contienen agua u otro líquido. Un tubo de menor sección discurre por arriba y une las dos bocas del generador con la boca izquierda del transmisor; el aire puede así moverse en vaivén entre un vaso comunicante y otro. La energía que se desarrolla en el motor se cede al exterior por la boca derecha del tubo transmisor.

En el dispositivo se engendra una energía porque el extremo superior izquierdo del generador se mantiene caliente merced a una fuente calorífica externa, en tanto que el extremo correspondiente de la derecha se mantiene frío mediante una fuente de refrigeración externa, o bien, simplemente, porque el líquido no recibe calor en esa parte. La rama izquierda del generador es, en realidad, un cilindro caliente; la derecha, un cilindro frío.

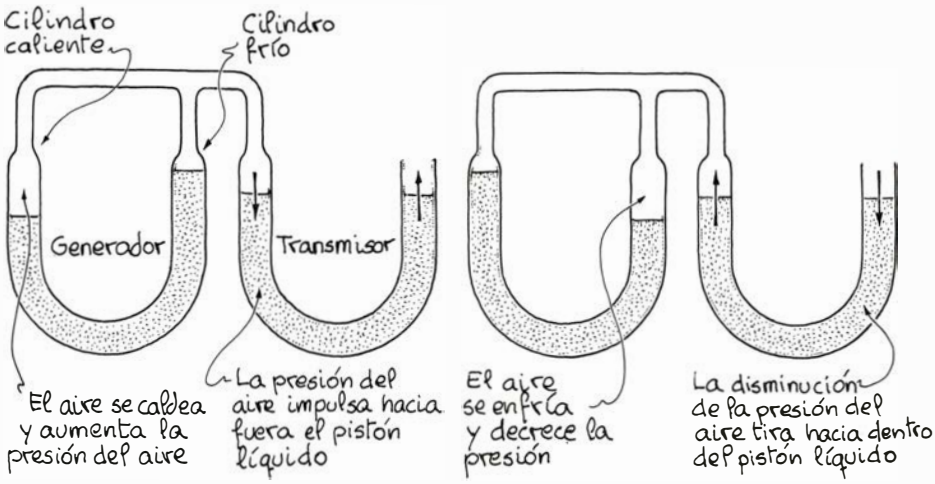
El motor se pone en marcha encendiendo la fuente calorífica. Entonces, cuando la temperatura crece lo suficiente, el agua se desestabiliza y comienza a oscilar ligeramente entre las dos ramas del generador. Cuando el agua pasa del cilindro caliente al frío, se impulsa aire del tubo de enlace al interior del cilindro caliente. Y, como ese aire se calienta, aumenta la presión en el seno del tubo de enlace y empuja hacia abajo la columna de agua de la rama izquierda del transmisor, con lo que se eleva el agua en la rama derecha. Ahí está la energía aprovechable para realizar trabajo.

El ciclo finaliza cuando el peso del agua del cilindro frío obliga a que pase líquido desde el mismo hacia el cilindro caliente. Ese movimiento del agua arrastra aire hacia la rama fría, donde éste se enfría y remite su presión. Para entonces, el peso del agua hace que descienda el nivel en la rama derecha del transmisor, desde su altura máxima. Además, la baja presión reinante en el generador coadyuva a impulsar el agua del transmisor hacia el generador. Si el agua de éste sigue oscilando, las variaciones en la presión del aire producen las consiguientes oscilaciones del agua del transmisor y, en consecuencia, el nivel en la rama derecha de éste desplaza un gran volumen. Así pues, el agua contenida en el transmisor puede funcionar como un pistón y realizar trabajo.

Para que el sistema funcione de un modo eficaz y ceda una energía neta útil, la oscilación en el transmisor debe ajustarse de modo que su frecuencia iguale la frecuencia de la oscilación en el generador. Ello se logra combinando adecuadamente el diámetro del transmisor y la cantidad de agua que contiene éste.

Si el tubo transmisor es demasiado estrecho o contiene excesiva agua, el aumento de la presión del aire en el generador no bastará para que el agua de la rama izquierda del transmisor desplace un volumen grande. Con poca agua, ésta avanza con suma facilidad. Entonces, cuando se trasiegue el aire del cilindro frío, parte de éste podrá penetrar en el espacio que quede libre en el transmisor. Y, como ese aire no está caldeado, la presión no subirá mucho. Cuando en el generador la presión del aire varía insuficientemente, los movimientos hacia dentro y fuera del agua del transmisor requieren cantidades de energía casi iguales y, por tanto, quedará muy poca para el pistón de salida.

Hay que aprestar algún medio para mantener la oscilación del agua del generador. Un procedimiento consiste en montar el motor sobre un pivote y conectar un resorte entre el transmisor y el suelo. Así, cuando oscila el agua del transmisor, el desplazamiento de su peso pone en movimiento el resorte y



1. Funcionamiento de un motor de fluido

éste mantiene las oscilaciones del agua del generador.

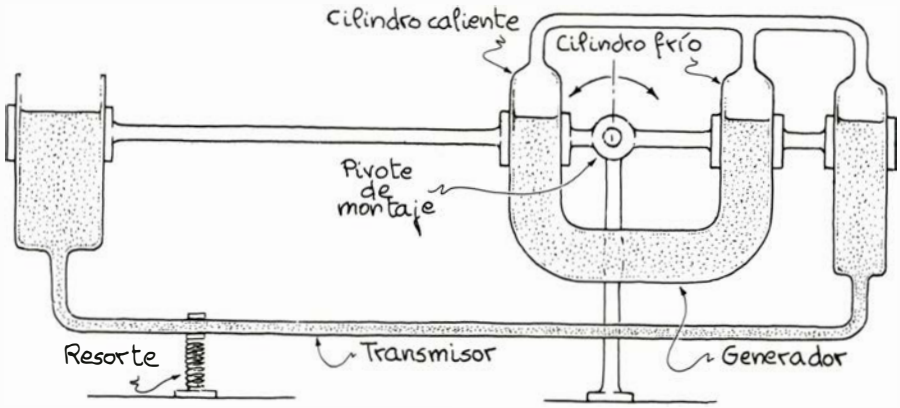
Otra técnica se basa en el retorno parcial, o retroacción, de la energía del agua que oscila en el transmisor [*véase la figura 3*]. Para ello, ese tubo se conecta al generador bajo la rama que hace de cilindro caliente. Como resultado, ambos cilindros, frío y caliente, contendrán cantidades de agua desiguales. (En cada caso, el volumen se mide desde el nivel del agua en el cilindro hasta la unión con el transmisor. Esa distancia es corta en el cilindro caliente y, por ello, el volumen de agua que el mismo contiene es más fácil de mover que el mayor volumen contenido en el cilindro frío.)

En el generador y transmisor la frecuencia de oscilación es la misma; pero entre ambos movimientos hay un desfase de unos 90 grados. En la primera etapa, el nivel del agua está al máximo en el cilindro caliente y entre el punto medio y el mínimo en el cilindro frío. En el transmisor, el nivel desciende atravesando el punto medio.

Cuando baja el nivel en el cilindro caliente, en el frío sube rápidamente porque recibe agua del cilindro caliente y del transmisor. Entonces se desplaza aire hacia el interior del cilindro caliente, donde se caldea y aumenta la presión del aire en el generador. Como el agua encerrada en el cilindro caliente se mueve sin dificultad, la creciente presión del aire la impulsa hacia abajo rápidamente. Parte del agua actúa sobre el transmisor e impele hacia arriba el agua contenida en la rama derecha. Cuando el agua del cilindro caliente llega a su nivel mínimo, el agua del transmisor sigue subiendo porque éste sigue extrayendo agua del cilindro frío. Esa elevación continuada del nivel en el transmisor provoca un descenso del nivel en el cilindro frío.

En el momento en que el nivel del líquido en el transmisor alcanza su máximo, en el cilindro frío desciende, elevando el nivel en el caliente. A la vez, se lleva aire al cilindro frío del generador, donde se enfría. En virtud de ello, cae la presión en el generador. Cuando comienza a descender el nivel en el transmisor, se impulsa agua hacia el generador. Y, otra vez, el agua del cilindro caliente se mueve fácilmente, por lo que el agua procedente del transmisor irrumpe en dicho cilindro, ayudando a que en éste suba el nivel.

Esta interacción entre el transmisor y el generador ayuda a mantener la oscilación ininterrumpida del agua de este último, pese a la pérdida de energía por viscosidad. Si el nivel en el transmisor se acerca a su máximo, la rama de salida está extrayendo agua del cilindro caliente. Cuando en el transmisor el nivel desciende hacia el punto medio, el agua que contiene está introduciendo agua en el cilindro caliente, haciendo que, en éste, se eleve el nivel.



2. Motor de fluido montado sobre balancín mecánico

¿Ha habido amplificación de potencia? ¿Puede calificarse de motor a este sistema? Aunque, durante la impulsión hacia fuera del agua, se suministró potencia al transmisor, para impulsar el agua de regreso al generador se consumió potencia. Si las potencias que intervienen en ambos movimientos son iguales, no hay amplificación neta.

La respuesta es que esas potencias no son iguales, porque varía la presión del aire en el generador. Cuando el agua del cilindro caliente es impelida hacia abajo para entrar en el transmisor, la presión del aire es alta. Por ello, la potencia que impulsa hacia arriba el agua del transmisor es de un valor crecido. Pero cuando el agua se impulsa de retorno al generador, se hace contra una presión de aire más baja y se necesita menos potencia. El sistema adquiere así una ganancia de potencia neta y es posible acoplar la salida a otro dispositivo sobre el que realizar trabajo.

En algunos motores fluidos, la energía suministrada por el foco calorífico vaporiza parte del agua. Pero, aunque esto consuma no poca energía, el aumento de vapor de agua contenido en el aire supone unas variaciones mayores en la presión del mismo y, con ello, el motor genera más potencia.

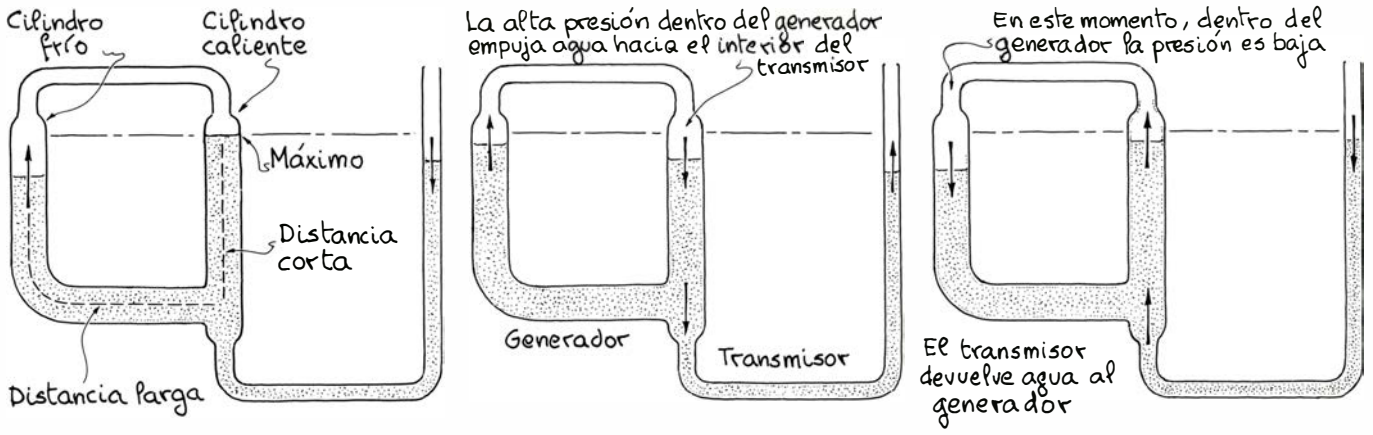
Casi todo el interés que despiertan los motores fluidos se centra en su potencialidad como bombas. Hay una técnica basada en el llamado montaje en serie. Consiste en unir un tubo de bombeo vertical a una de las ramas del transmisor [*véase la figura 4*]. Ese tubo contiene dos válvulas de contrapaso instaladas de modo que el agua sólo pueda fluir por ellas hacia arriba. Al pie del tubo se encuentra la masa de agua que ha de bombearse.

Cuando la presión del aire es baja dentro del generador, del transmisor pasa agua al generador. Se aspira agua del depósito, la cual atraviesa la válvula inferior. Cuando la presión del aire dentro del generador es alta, éste impele agua hacia el interior del tubo de bombeo, forzando una descarga en la válvula superior. Este ciclo, repetido indefinidamente, constituye el efecto de bombeo.

Un sistema mejor es el montaje en paralelo [*véase la figura 5*]. Aquí, el tubo de bombeo vertical se monta entre el generador y otro tubo vertical que es prolongación del transmisor. El volumen de agua que atraviesa el transmisor es mayor que el que atraviesa las válvulas. Como el transmisor se ajusta a la frecuencia de oscilación del generador, las oscilaciones del primero proporcionan una retroacción que ayuda a mantener las oscilaciones del segundo. Este montaje funciona con más uniformidad.

Con tubos de vidrio puede construirse un motor de fluido. David Herbert, del Atomic Energy Research Establishment, Harwell, Inglaterra, ha creado un dispositivo de este tipo [*véase la figura 6*]. Lo elevado de las temperaturas y sus amplias variaciones le obligan a emplear vidrio borosilicatado. Las válvulas para el tubo de bombeo son cuentas de vidrio, o bien bolas de cojinete. Como foco calorífico para el transmisor utiliza una lámpara de proyector halógena de cuarzo de 16 watt.

Motores similares (e incluso mayores) se ponen en marcha con luz solar si se la enfoca con una lente sobre el brazo del generador. (Servirá una lente de Fresnel barata, de las hechas en plástico.) El foco debe encontrarse



3. Interacciones entre los tubos generador y transmisor

aproximadamente en el nivel de agua medio del cilindro caliente. Para intensificar el efecto, se monta un reflector en el reverso del cilindro, de modo que devuelva parte de la luz a través del agua. También puede incrementarse la absorción de calor ennegreciendo un costado del cilindro. Otra posibilidad válida consiste en oscurecer el agua agregándole tinta.

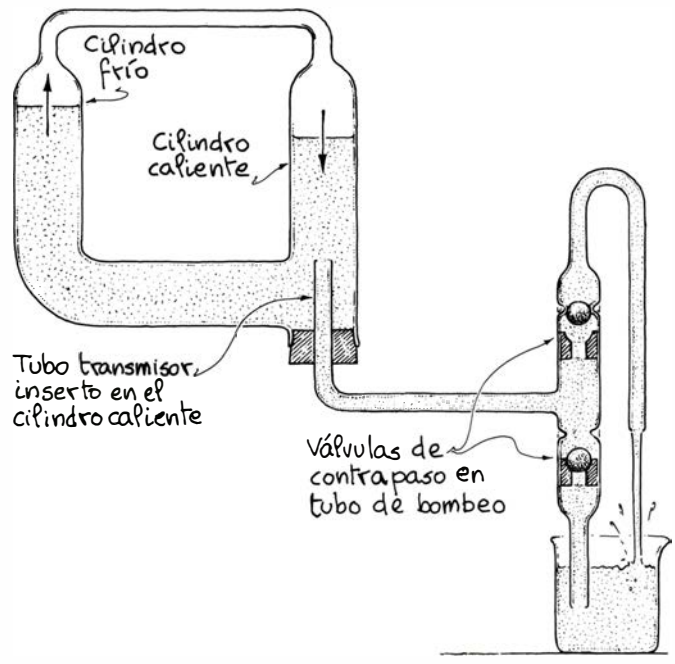
Este tipo de motor de fluido puede accionarlo hasta una sencilla llama. John Geisow, del Atomic Energy Research británico, ha ideado un motor caldeado por una lámpara de alcohol o una bujía. Para ello emplea un trozo de chapa de aluminio delgada que va desde la punta de la llama hasta ponerse en contacto con el cilindro caliente. La tira metálica la apoya inclinada contra el cilindro, de modo que el frotamiento la mantenga en posición. Tal tira canaliza por convección el calor hacia el cilindro y también lo comunica a éste por conducción a través del metal.

Un grupo del mismo laboratorio ha ideado un motor de fluido basado en un tarro de frutas de vidrio (de aproximadamente un litro de capacidad). De transmisor hace un tubo arrollado que introducen en el tarro. Su longitud es de 2,14 metros y su diámetro exterior de nueve milímetros. (Puede ser hasta 14 centímetros más corto y hasta 36 centímetros más largo.) Este tubo lo arrollan ocho veces en círculos de 8,5 centímetros de diámetro exterior. Un extremo de esta espiral encaja en el cilindro caliente del generador, que es un vaso comunicante montado en la tapa del tarro. El otro extremo lo enlazan al tubo de bombeo mediante un tubo de plástico que no se retuerza.

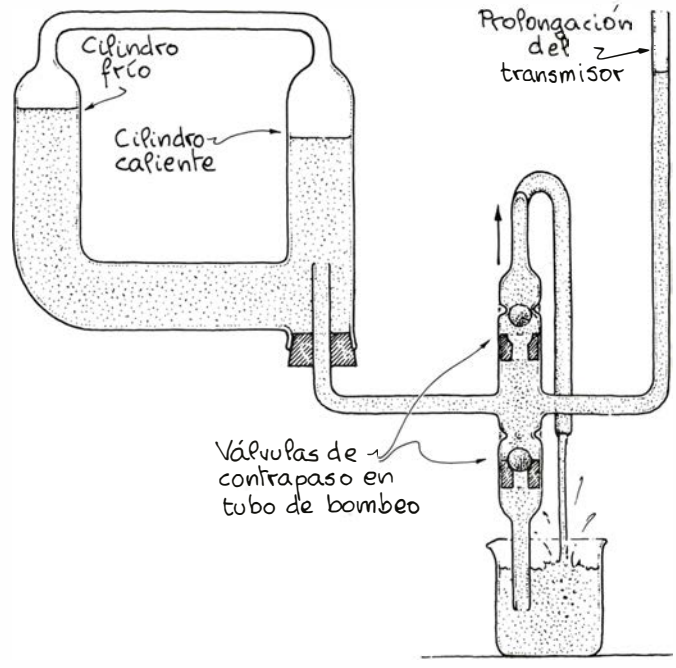
El generador puede hacerse soplando el vidrio. O podemos conectar dos cilindros de vidrio con un trozo corto de tubo de plástico. De foco calorífico sirve un secador de cabello que funcione a alta temperatura; pero lo mejor es un soplador industrial de aire caliente.

Sin tubo de bombeo el motor precisa de pocos ajustes. Pero con él, hay que reglar cuidadosamente los niveles de agua en los cilindros. Es asimismo crítica la longitud de tubo transmisor inserta en el cilindro caliente. Este motor, correctamente ajustado, bombea hasta 19 litros por hora.

West ha diseñado un motor de fluido basado en la retroacción líquida [*véase la figura 8*]. La parte delantera y la posterior son planchas acrílicas transparen-



4. Montaje de bombeo en serie



5. Montaje de bombeo en paralelo

tes de unos tres milímetros de espesor. Entre ambas sitúa tiras acrílicas de unos diez milímetros. El foco calorífico es una resistencia bobinada de tres watt y 20 ohm. Los cables de conexión de ésta atraviesan la tapa trasera (aislados con pegamento que impida las fugas) para unirse a un transformador de baja tensión como los utilizados en los timbres de puerta. Este alimenta de corriente alterna a la resistencia, a una tensión de nueve volt y una potencia de cuatro watt. Estas cifras sobrepasan la potencia nominal de la resistencia; ahora bien, como la resistencia se halla sumergida en agua permanece bastante fría. No necesita aislar los cables de la resistencia porque, en el líquido, la fuga de corriente entre ellos es mínima.

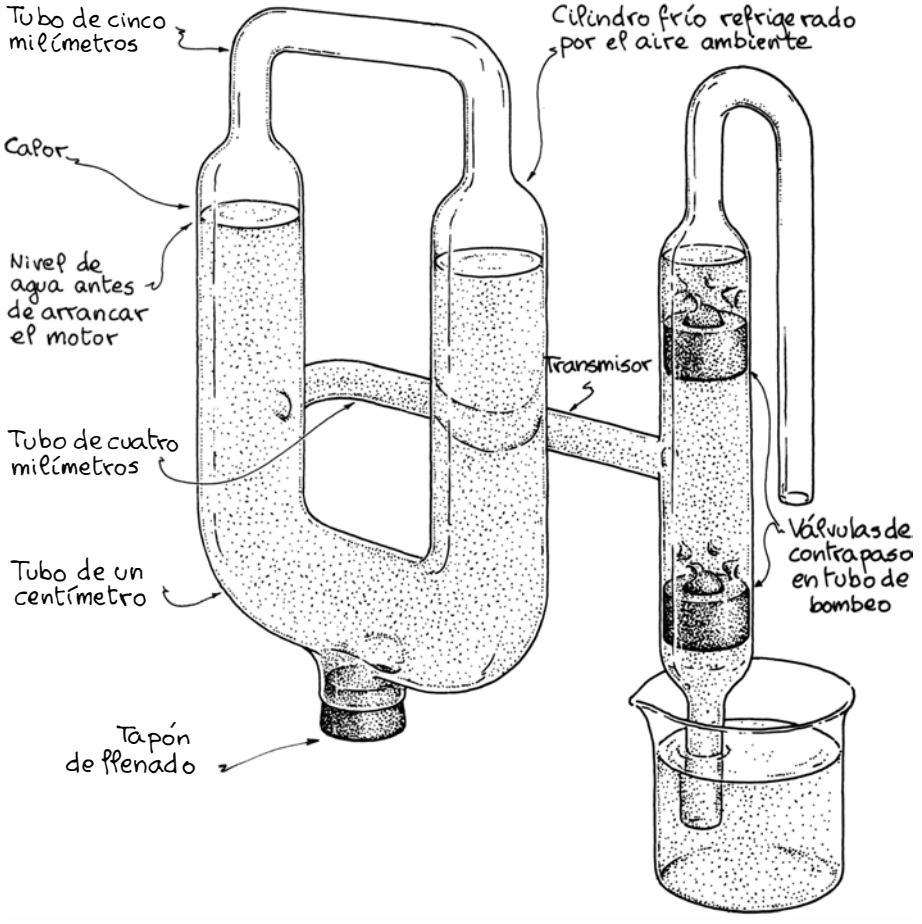
Para aumentar el rendimiento de su máquina, West añade a veces azúcar al agua (un 30 por ciento en peso). El azúcar, si bien aumenta la viscosidad del líquido, dificultando el mantenimiento de las oscilaciones, también reduce espectacularmente la pérdida de calor en el líquido del cilindro caliente. Cuando el sistema contiene azúcar, West aplica 12,6 volt a la resistencia.

¿Por qué aumenta el rendimiento de la máquina con el azúcar? Ocurre que el agua, al moverse hacia abajo en las oscilaciones, establece una fina capa límite contigua a la pared del cilindro. La viscosidad impide que tal capa se mueva. Sin azúcar, la capa límite es lo bastante tenue para que el agua transmita calor a la pared, desde donde se pierde en el aire ambiente. Por tanto, resulta difícil mantener así una temperatura conveniente en el cilindro caliente. Pero el azúcar aumenta la viscosidad, engrosa la capa límite y reduce la pérdida de calor.

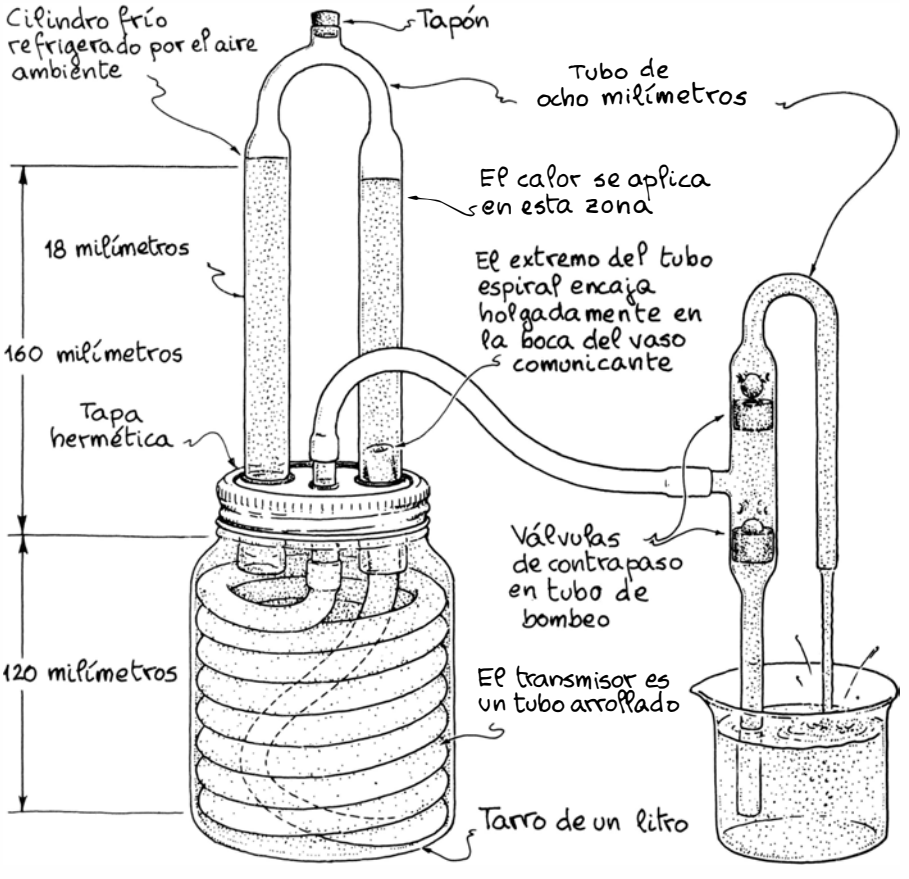
En el uso de azúcar West aconseja precaución, si no queremos echarlo todo a perder, especialmente si el motor deja de funcionar durante un rato (el azúcar sale de la solución y forma una pastilla) o si la resistencia se recalienta (el azúcar se carameliza). La glicerina u otra sustancia afín lo reemplazarán bien.

West ha construido en madera otro motor de fluido [*véase la figura 9*]. La tapa frontal y la trasera miden, cada una, 32 centímetros de longitud por 15 de altura, con un grosor de 1,9 centímetros. Los espaciadores entre ambas tapas son de 3,8 centímetros de ancho y 1,9 centímetros de grueso. El conjunto se mantiene unido merced a tornillos de latón y pegamento estanco.

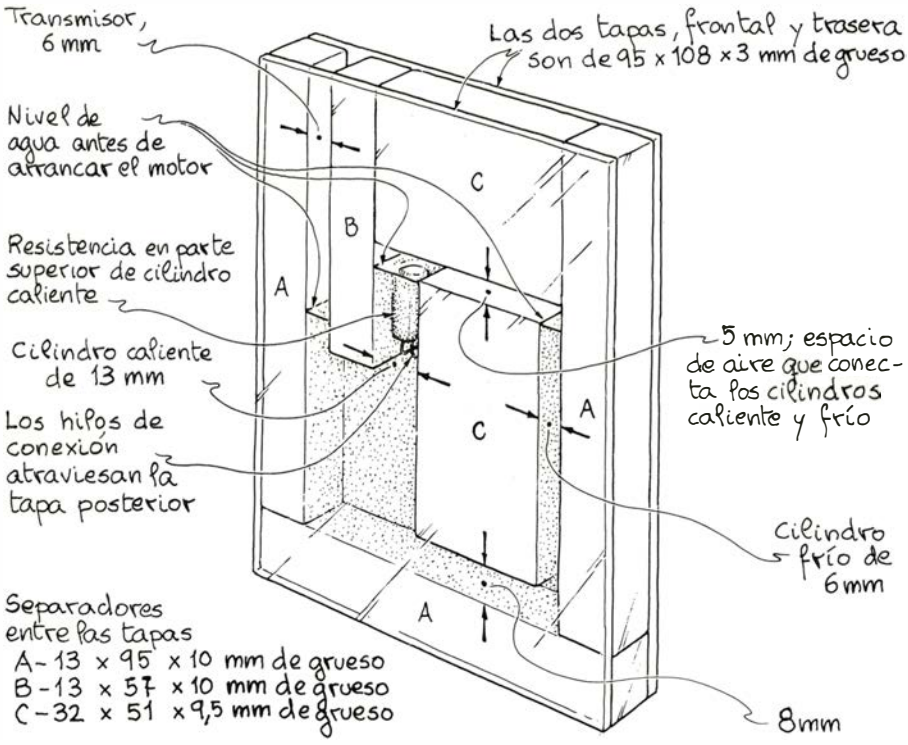
El cilindro caliente de este motor lo caldea con una resistencia de 10 ohm y



6. Bomba de fluido de David Herbert



7. Motor de fluido con un tarro de fruta



8. Una versión en plástico de Colin D. West

10 watt. De ella parten los cables de conexión que se unen a unos pequeños pernos atornillados a la madera. Estos se hallan conectados a un transformador que funciona a 12,6 volt, por lo que la potencia comunicada a la resistencia es de unos 15 watt.

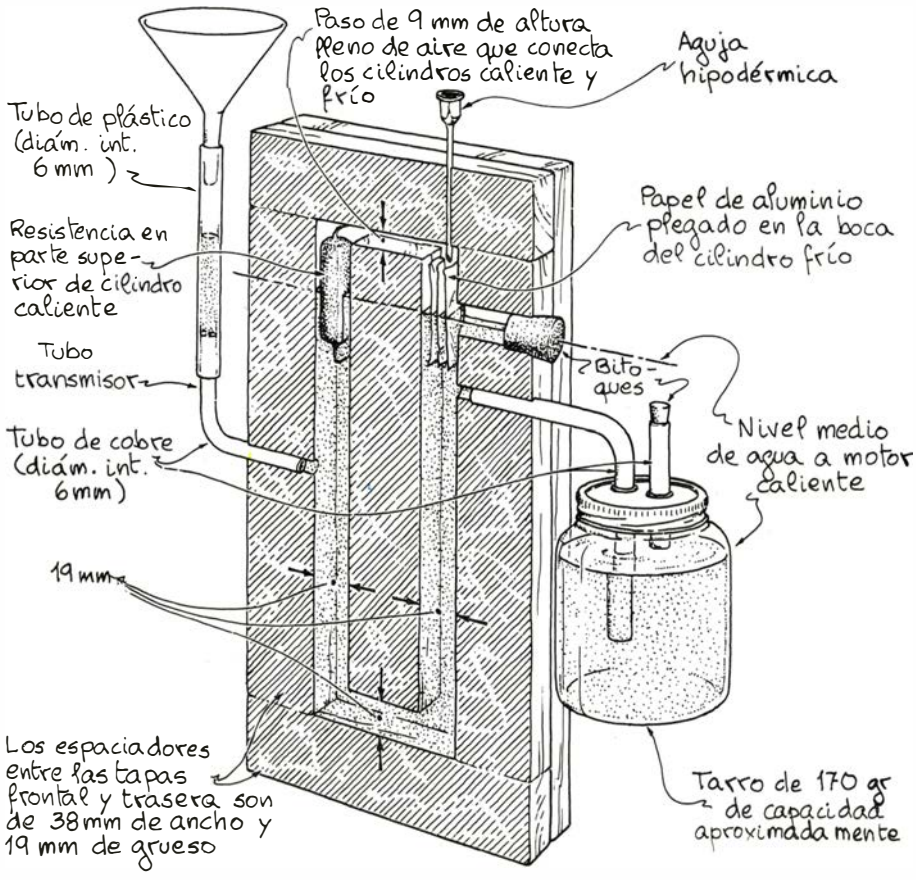
La parte superior del cilindro frío contiene una hoja de papel de aluminio plegada que sirve para uniformar la temperatura en ese lugar: en una etapa del ciclo el papel recibe calor del aire caliente y, en otra, lo cede al agua. Una lata de agua sujeta al cilindro frío proporciona una refrigeración suplementaria. Cuando, en el motor, aumenta la presión del aire, parte del agua del cilindro frío es impulsada a la lata. En ésta, se mezcla con el agua ya contenida en ella y pierde el calor que recogió del papel. Cuando disminuye la presión del aire en el motor, se obliga al agua enfriada a salir de la lata.

El transmisor lo construye de tubo de plástico transparente. El motor lo llena con un embudo instalado arriba. En la parte superior del motor, West monta una aguja hipodérmica sujeta con caucho de silicona, cuya misión estriba en mantener la presión del aire en el transmisor cercana a la presión atmosférica. Sin la aguja, el motor tendría que abrirse de vez en cuando para aliviar la presión.

Para mejorar el funcionamiento, en muchos motores de fluido, especialmente en los mayores, en el extremo superior de la columna fría se inserta un papel de aluminio plegado o un panal cerámico. A este fin sirven incluso pajas de beber refrescos. Este material se destina a recibir el calor procedente del aire caliente que llega del cilindro caliente. Luego, cuando en el cilindro frío sube el nivel de agua, el material se enfría. (Se evitará todo material con orificios suficientemente pequeños para retener agua por tensión superficial, ya que no dejará que el nivel oscile adecuadamente.) En los motores de mayor tamaño puede que se necesite un material similar en el tubo de transvase de aire entre los cilindros caliente y frío. Sin embargo, en los motores en los que interviene la evaporación del agua, el material que encontremos en el tubo de enlace resultará irrelevante.

Los motores de fluido son generalmente de arranque automático. Las oscilaciones se inician cuando la temperatura en el cilindro caliente crece lo suficiente. Pero si el motor depende de un sistema de balancines, quizá haya que cebar las oscilaciones a mano. Una motobomba podría necesitar una ayuda similar.

Afirma West que los motores de fluido ofrecen muchas posibilidades para la experimentación. ¿Cuáles son los mejores parámetros de dimensiones y caldeo? Si el motor no se diseña como bomba, ¿significaría una mejora un líquido distinto del agua? La sección de bibliografía recoge un libro de West que trata de estos motores. En él se representan más diseños y montajes de dispositivos de bombeo, junto con la exposición de los fundamentos físicos que justifican su funcionamiento.



9. Motor de madera de West

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

CRECIMIENTO DE LAS REGIONES CENTRALES DEL TERCER MUNDO

IMPROVED INTERNATIONAL COMPARISONS OF REAL PRODUCT AND ITS COMPOSITION: 1950-1980. Robert Summers y Alan Heston en *The Review of Income and Wealth*, Serie 30, n.º 2, págs. 207-262; junio, 1982.

URBANIZATION AND THIRD WORLD STABILITY. Henry Bienen en *World Development*, vol. 12, n.º 7, págs. 661-691; julio, 1984.

POPULATION REDISTRIBUTION TOWARDS LDC CORE AREAS, 1950-1980. Daniel R. Vining, Jr., en *International Regional Science Review*, vol. 10, n.º 1, en prensa.

LOS PUNTOS CALIENTES DE LA TIERRA

THE ICELAND MANTLE PLUME: STATUS OF THE HYPOTHESIS AFTER A DECADE OF NEW WORK. Peter R. Vogt en *Structure and Development of the Greenland-Scotland Ridge*, dirigido por Martin H. Bott y Svend Saxov. Plenum Publishing Corp., 1983.

HOTSPOT TRACKS AND THE EARLY RIFTING OF THE ATLANTIC. W. Jason Morgan en *Tectonophysics*, vol. 94, n.º 1-4, págs. 123-139; 1 de mayo de 1983.

A HOTSPOT MODEL FOR ICELAND AND THE VØRING PLATEAU. Gregory E. Vink en *Journal of Geophysical Research*, vol. 89, n.º B12, págs. 9949-9959; 10 de noviembre de 1984.

LA LIBERACION DE ACETILCOLINA

CONTINUOUS DETERMINATION BY A CHEMILUMINESCENT METHOD OF ACETYLCHOLINE RELEASE AND COMPARTMENTATION IN *TORPEDO* ELECTRIC ORGAN SYNAPTOSOMES. Maurice Israël y Bernard Lesbats en *Journal of Neurochemistry*, vol. 37, n.º 7, págs. 1475-1483; diciembre, 1981.

ACETYLCHOLINE MEASURED AT SHORT TIME INTERVALS DURING TRANSMISSION OF NERVE IMPULSES IN THE ELECTRIC ORGAN OF *TORPEDO*. Y. Dunant, G. J. Jones y F. Loctin en *The Journal of Physiology*, vol. 325, págs. 441-460; abril, 1982.

RECONSTITUTION OF A FUNCTIONAL SYNAPTOSOMAL MEMBRANE POSSESSING THE PROTEIN CONSTITUENTS INVOLVED IN ACETYLCHOLINE TRANSLOCATION. M. Israël, B. Lesbats, N. Morel, R. Manaranche, T. Gulik-Krzywicki y J. C. Dedieu en *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, vol. 81, n.º 1, págs. 277-281; enero, 1984.

PARTICULAS Y FUERZAS ELEMENTALES

THE NATURE OF MATTER. Dirigido por J. H. Mulvey. Oxford University Press, 1981.

DESCUBRIMIENTO DE LAS PARTÍCULAS SUBATÓMICAS. Steven Weinberg. Prensa Científica, S.A.; en prensa.

GAUGE THEORIES OF THE STRONG, WEAK, AND ELECTROMAGNETIC INTERACTIONS. C. Quigg. Benjamin-Cummings Publishing Co., 1983.

SUPERCOLLIDER PHYSICS. E. Eichten, I. Hinchliffe, K. Lane y C. Quigg en *Reviews of Modern Physics*, vol. 56, n.º 4, págs. 579-707; octubre, 1984.

COMPARTIMENTALIZACION DE LA PODREDUMBRE EN LOS ARBOLES

TREE DECAY: AND EXPANDED CONCEPT. Alex L. Shigo. Boletín de Información Agrícola, n.º 419, Servicio Forestal del Departamento de Agricultura de los Estados Unidos. Oficina de Publicaciones, 1979.

AN EXPANDED CONCEPT OF TREE DECAY. W. Merrill y A. L. Shigo en *Phytopathology*, vol. 69, n.º 10, págs. 1158-1160; octubre, 1979.

MECHANISMS OF COMPARTMENTALIZATION OF DECAY IN LIVING TREES. Walter C. Shortle en *Phytopathology*, vol. 69, n.º 10, págs. 1147-1151; octubre, 1979.

EL TEMPLO DEL FORO ROMANO DE AMPURIAS

ETRUSCAN AND ROMAN ARCHITECTURE. A. Boethius y J. Ward-Perkins en *The Pelican History of Art*; 1970.

AUREA TEMPLA. P. Gros. Biblioteca de la Escuela Francesa de Arqueología en Roma; 1976.

LA RHÉTORIQUE DES ORDES DANS L'ARCHITECTURE CLASIQUE. P. Gros en *Caesarodonum, XIX bis*; París, 1979.

TASTE, TRADITION AND TECHNOLOGY: SOME ASPECTS OF THE LATE REPUBLICAN AND EARLY IMPERIAL CENTRAL ITALY. J. Ward-Perkins en *Studies in Classical Art and Archaeology*; Nueva York, 1979.

EL FÒRUM ROMÀ D'EMPÚRIES. J. Aquilvé, R. Mar, J. M. Nolla, J. Ruiz de Arbulo y E. Sanmartí. Diputació de Barcelona; 1984.

ANESTESIOLOGIA

LOS RECEPTORES DE LOS OPIÁCEOS Y SUBSTANCIAS OPIÁCEAS ENDÓGENAS. Solomon H. Snyder en *Investigación y Ciencia*, n.º 8, págs. 26-40; mayo, 1977.

HISTORY AND PRINCIPLES OF ANESTHESIOLOGY. Theodore C. Smith, Lee H. Cooperman y Harry Wollman en *The Pharmacological Basic of Therapeutics*, 6.ª edición, dirigido por Alfred Goodman Gilman, Louis S. Goodman y Alfred Gilman. Macmillan Publishing Co., Inc., 1980.

PROBING THE LIMITS OF HUMAN DEEP DIVING. P. B. Bennett y Melissa McLeod en *Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Series B*, vol. 304, págs. 105-117; 1984.

LA TURBINA DE VAPOR DE PARSONS

CHARLES PARSONS. Rollo Appleyard. Constable & Co., Ltd., 1933.

STEAM TURBINE THEORY AND PRACTICE. William J. Kearton. Pitman Publishing Co., 1958.

THE PARSONS CENTENARY—A HUNDRED YEARS OF STEAM TURBINES. F. R. Harris en *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A*, vol. 198, n.º 9, págs. 183-224; 1984.

JUEGOS DE ORDENADOR

THE ART OF COMPUTER PROGRAMMING, VOL. 2: SEMINUMERICAL ALGORITHMS. Addison-Wesley Publishing, 1969.

SYSTEM SIMULATION WITH DIGITAL COMPUTER. Narsingh Deo. Prentice-Hall, Inc., 1983.

TALLER Y LABORATORIO

THE STIRLING ENGINE. Graham Walker en *Scientific American*, vol. 229, n.º 2, págs. 80-87; agosto, 1973.

LIQUID PISTON STIRLING ENGINES. Colin D. West. Van Nostrand Reinhold Company, 1983.

Taller y laboratorio

El juego de la cuna y las topologías que pueden formarse con un bucle de dos metros de cuerda

Jearl Walker

El popular pasatiempo generalmente conocido como juego de la cuna, y también de la madejita, consiste en manipular un bucle de cuerda alrededor de los dedos y así crear una estructura. Tal ejercicio invita a indagar en torno a las reglas aritméticas que surgen de la topología de los anillos simples.

Se comienza enrollando el bucle (una cuerda flexible de unos dos metros de largo) alrededor de dos o tres dedos. Luego, el ejecutante utiliza las manos, los dedos e incluso los dientes, para transformar la trama de cuerda en la figura prefijada, muchas veces a la par que enhebra una historia relativa a la misma. En las versiones más corrientes un segundo ejecutante recoge la estructura con sus dedos para formar otra nueva.

El juego de la cuna lo llevan practicando los niños de todo el mundo desde hace milenios. Dos deliciosos libros me han sugerido la posibilidad de examinar el pasatiempo y algunas de sus variantes. Uno de ellos es *Spiders'Game: A Book for Beginning Weavers* (University of Washington Press, 1979), de Philys Morrison. Nos describe, entre otras cosas, la figura llamada de "los diez hombrecillos", empleándola como ejemplo del modo en que nuestros dedos pueden actuar como un telar [*véase la figura 1*]. El otro libro es *Orderly Tangles: Cloverleafs, Gordian Knots, and Regular Polylinks*, de Alan Holden.

En un sentido topológico estricto, la cuerda que se usa en estos pasatiempos es un anillo, ya que la figura se deshace en un bucle o lazo cerrado cuando se retiran los dedos. No obstante, según la significación vulgar de nudo, las figuras son nudos. Me pregunté si podrían catalogarse los procedimientos para hacer esos nudos. Sin duda las figuras las idearon personas que habían construido mentalmente su propio catálogo de procedimientos. Este mes comenzaremos un catálogo estudiando varias figuras para un solo ejecutante.

Todo análisis precisa de una terminología. Llamaremos tramo a la porción de cuerda comprendida entre dos dedos, y vuelta a la porción que rodea un dedo o una mano completa. En todas las figuras hay puntos en que dos tramos se cruzan: los llamaremos cruces. En las figuras más curiosas hay tramos que se cruzan dos veces: los llamaremos enlaces. (Los fabricantes de tela metálica a estas uniones las llaman enlaces por torsión simple.)

Para examinar los enlaces en una figura recorramos mentalmente toda la longitud de la cuerda a partir de un punto arbitrario. Entonces, cuando atravesemos un enlace, observemos la secuencia de los cruces. Si el tramo en que nos hallamos (el primer tramo) pasa primero por encima y luego por debajo del segundo tramo, esta relación la calificaremos de enlace sobre-soto [*véase la figura 2*]. Pero si el primer tramo pasa primero por debajo y luego por encima del segundo, la relación será un enlace soto-sobre.

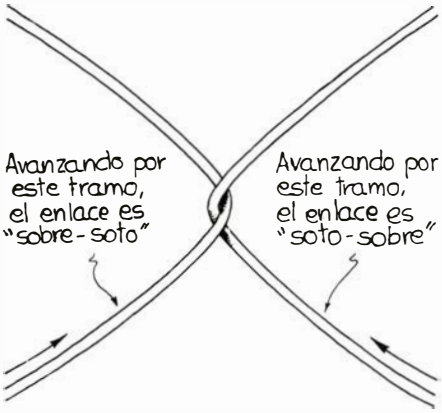
Comencemos con algunas preguntas. ¿Cómo se crean los enlaces? ¿Hay reglas que los rijan? Por ejemplo, ¿debe una figura tener, como es el caso de muchas, un número par de enlaces? ¿Debe tener el mismo número de enlaces sobre-soto y soto-sobre o bien puede influirse de algún modo en los entrelazamientos para que sean de un tipo? Volveremos a estas preguntas tras explicar cómo iniciar el juego y como formar "los diez hombrecillos".

Según W. W. Rouse Ball, cuyo libro se reseña en la sección de Bibliografía de este mes, la mayoría de las figuras se inician con una de tres aperturas básicas: *A*, *B* y Navajo. En la apertura *A* se sostienen ambas manos con las palmas enfrentadas, tal como se muestra en la figura *3* (en las figuras se ha seguido la práctica de sombrear los tramos a reubicar y señalar con *X* los dedos que han de moverse). La cuerda se coloca entonces pasándola por el dorso del meñique, para que cruce la palma y pase por el dorso del pulgar; desde ahí se pasa a la otra mano, por el dorso del pulgar de ésta, cruza la palma hasta el dorso del meñique de la misma, al que rodea para ir a parar al punto inicial en la primera mano. Luego se introduce el índice derecho por debajo del tramo situado en la palma izquierda, se levanta el dedo y se deja enganchado el tramo en el dorso del índice derecho. A continuación se separan las manos para tensar la cuerda.

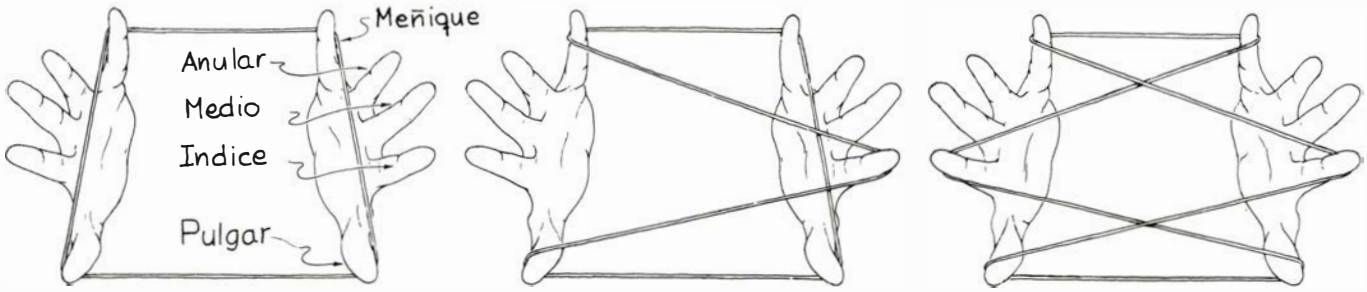
Con el índice izquierdo se recoge el tramo de la palma derecha para engancharlo en el dorso de dicho dedo. Vuelven a separarse las manos. Ya tenemos la apertura *A*. La apertura *B* es idéntica, pero comenzando con el índice izquierdo.

En la apertura Navajo (así llamada por los indios Navajo, que eran muy hábiles con estos juegos) las maniobras son más complicadas. Se empieza con la cuerda haciendo un ocho [*véase la figura 4*], en cuyo rizo superior se insertan los índices y en el rizo inferior los pulgares. (Obsérvese que, en el cruce, el tramo de encima va desde nuestra izquierda hasta nuestra derecha.) Luego apartamos las manos de nosotros con las palmas hacia arriba. Así, el rizo superior del ocho queda atrapado por los dedos índices y el inferior por los pulgares. Por último se giran las manos para dejar las palmas encaradas.

Y ahora "los diez hombrecillos". Se empieza con la apertura *A* y se prosigue a través de 14 pasos. (1) Con los dientes se ase el tramo más lejano y se pasa por encima de los demás tramos. (2) El índice derecho se lleva bajo el tramo que va desde el meñique izquierdo hasta la boca y se levanta para recoger el tramo. Este debe mantenerse cerca de la punta del índice derecho para separarlo de la cuerda que ya estaba rodeando el dedo. (3) Análogamente, se recoge el tramo que va desde el meñique derecho hasta la boca. Como antes, ese tramo debe mantenerse junto a la punta del índice.



2. Cómo identificar un enlace

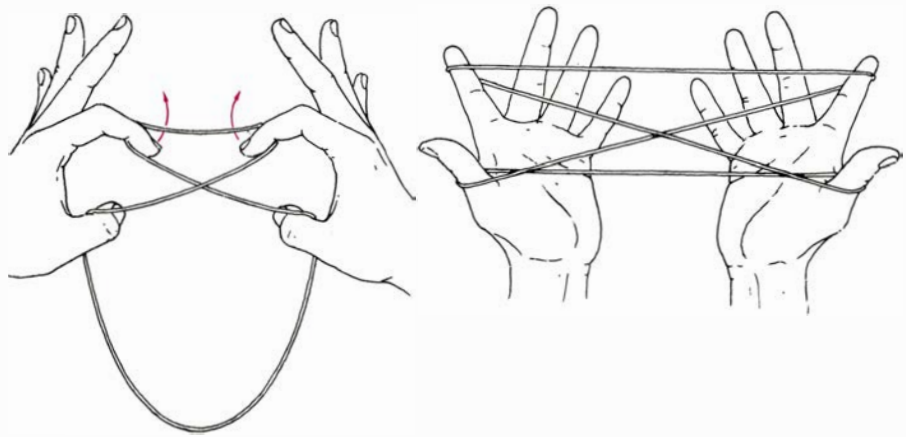


3. Apertura **A**

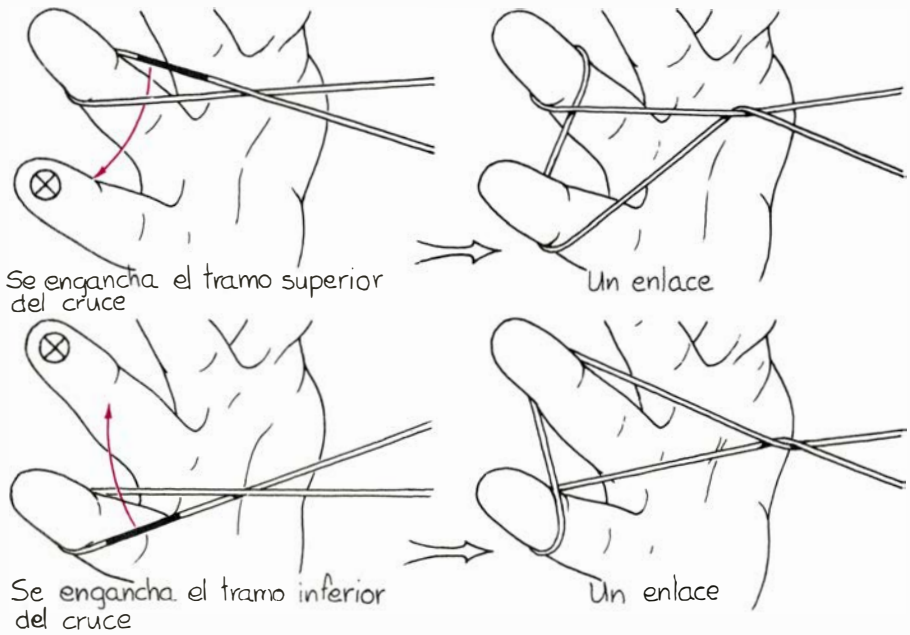
(4) Se suelta la cuerda de la boca y los pulgares, a la vez que se separan las manos para compensar el huelgo. (5) Se doblan ambos pulgares de modo que pasen por debajo de cuatro tramos y recojan el quinto por debajo (éste es el tramo más cercano a nosotros de la vuelta en torno al meñique). Los pulgares, con los tramos que han apresado, se devuelven a sus posiciones originales. (6) Se doblan ambos pulgares para recoger, por debajo, el tramo más cercano a nosotros de la cuerda que rodea la punta del índice. Estos tramos deben mantenerse en la parte alta de cada pulgar para separar esta cuerda de la que ya estaba dando la vuelta a estos dedos.

(7) Con los dientes se levanta la vuelta inferior que hay en cada pulgar, pasándola por encima de la punta de ese dedo para soltarla luego delante del mismo. Este es el llamado movimiento Navajo. (8) Se sueltan las vueltas superiores de cada índice a la vez que se separan las manos lo suficiente para compensar el huelgo. (9) Las vueltas de cada pulgar se trasladan a la parte superior del índice contiguo, para lo cual cada índice se dobla hacia nosotros y la vuelta del pulgar se recoge por debajo. Los tramos así apresados deben mantenerse en la parte superior de cada índice. (10) Ahora se dobla cada pulgar para llevarlo, por debajo de los tramos de cada índice, hasta debajo del tramo más cercano que sale de cada meñique. Con el dorso de cada pulgar se recogen estos tramos y los pulgares se retornan a sus posiciones originales. Estas vueltas deben mantenerse bien bajas en los pulgares. (11) Vuelven a doblarse los pulgares para recoger por debajo cada uno de los tramos más cercanos que salen de las vueltas en torno a las puntas de los índices. Estos tramos deben mantenerse en las partes superiores de los pulgares. (12) En las vueltas de los pulgares se hace el movimiento Navajo. (13) Los dos dedos medios se doblan hacia nosotros, pasándolos por encima de dos tramos. El tercero se recoge por debajo. Los dos tramos así apresados deben mantenerse en la parte superior de cada dedo medio cuando éstos retornen a sus posiciones originales. (14) Para desplegar la figura se sueltan las vueltas en torno a los meñiques, se extienden los pulgares, se juntan los dedos medios e índices, se separan las manos y se giran éstas de modo que los reversos queden hacia nosotros.

En "los diez hombrecillos" hay varios cruces y doce enlaces. Si bien la construcción pude dominarla aproximadamente en una hora, gasté muchas más en hacerme con el modo en que se crean los enlaces. En un método que parece común a varias figuras de madejita, lo que hago es añadir un segundo cruce a dos tramos que ya se cruzan.



4. Apertura Navajo



5. Ganchos con un dedo

Tal como se ilustra en la situación de la figura *5*, ante un dedo con una vuelta de cuerda hay un cruce. Entonces, para crear un enlace, se dobla otro dedo por debajo de los dos tramos y se recoge, por debajo, el tramo superior del cruce. Cuando este dedo regresa a su posición inicial arrastra consigo el tramo apresado por debajo del tramo inferior del cruce y, así, forma un enlace.

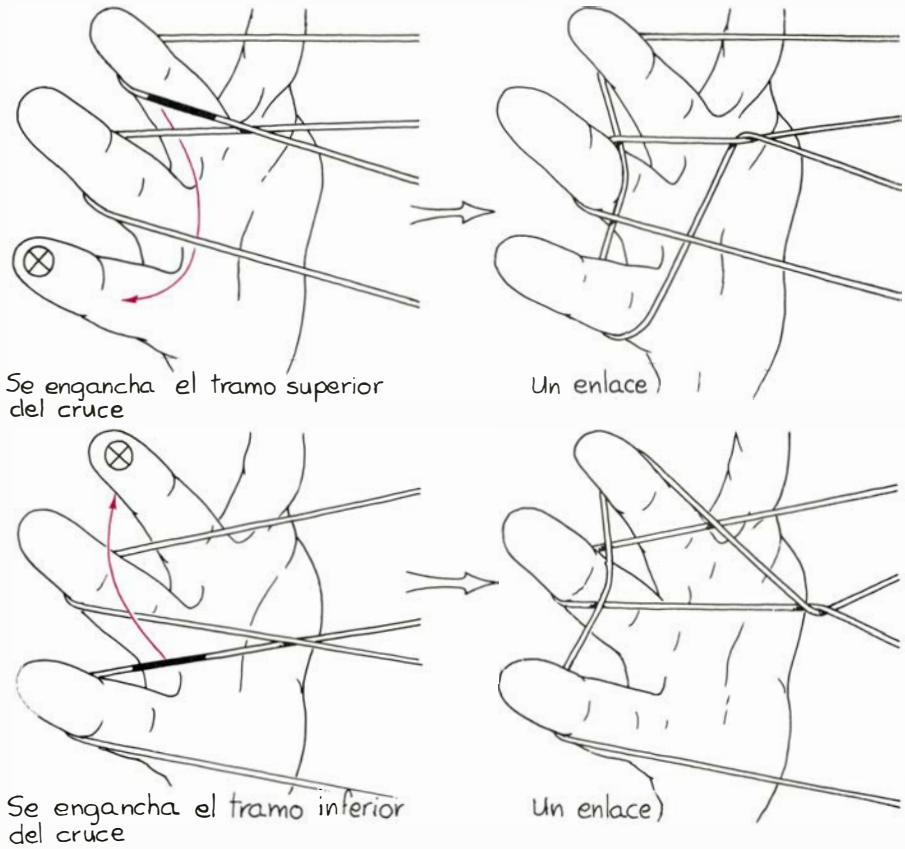
También es posible formar un enlace doblando un dedo por encima del tramo superior y recogiendo el inferior por debajo. Entonces, cuando el dedo regresa a su posición inicial arrastra consigo el tramo inferior por encima del superior, formando así un enlace. Al conjunto de estos movimientos yo lo llamo un gancho, puesto que hay un dedo que engancha un tramo para pasarlo en torno al otro. A veces, los tramos que forman el cruce inicial rodean, o sea, dan la vuelta, a un mismo dedo. Otras veces, los tramos pertenecen a vueltas en torno a dedos distintos. En ambos casos, para formar el enlace, el gancho añade un segundo cruce a los tramos.

Hay figuras en que algún enlace se genera volteando un dedo. Por ejemplo, dispóngase un tramo de un lado a otro de la palma izquierda. Con el índice derecho recójase por debajo la cuerda. A la vez que se separan las manos, gírese el dedo de modo que la cuerda apresada forme un enlace al retorcerse en torno a sí misma. Cuando el dedo realiza la primera mitad de la rotación, forma un cruce en la cuerda que lo rodea. Con la segunda mitad de la rotación se obliga al tramo inferior a pasar por encima del superior, con lo que se crea el enlace.

He descubierto otro procedimiento que, esencialmente, es un gancho [*véase la figura 8*]. La cuerda da una vuelta al índice. De esta vuelta, el tramo cercano cruza bajo un tramo que da una vuelta al pulgar. Cuando se amplía la vuelta en torno al índice, de modo que abarque también al pulgar, se crea un enlace.

En la figura *9* se muestra un gancho doble. Aquí hay dos tramos que se cruzan inicialmente. Un tercer tramo se lleva primero por debajo y luego por encima de un tramo a cada lado del cruce. Así se crean dos enlaces.

El número de enlaces que pueden originarse con movimientos Navajo en las vueltas en torno a un dedo, depende del tamaño y la orientación de éstas. En la parte superior de la figura *10* la vuelta que ocupa la posición más baja forma un ángulo más cerrado que la más alta. Como ambas vueltas tienen la misma orientación (sus ángulos en el recodo se abren en la misma dirección), cada porción de la vuelta más baja cruza por debajo la porción correspondiente de la vuelta superior. Entonces, si izamos la vuelta de abajo por encima de la punta del dedo y la soltamos, habremos creado dos enlaces.



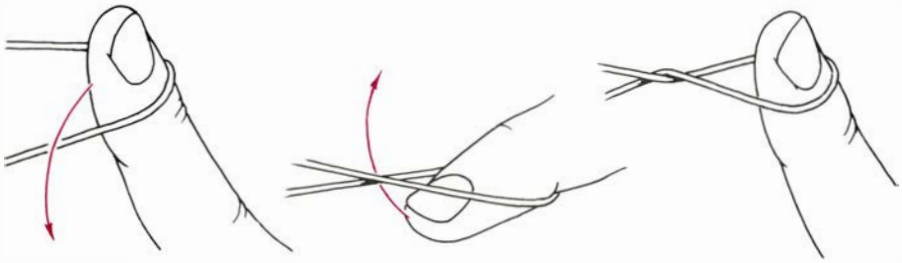
6. Ganchos con dos dedos

En la parte central de la misma figura, la vuelta de arriba forma un ángulo más cerrado que la de abajo. Como ambas vueltas tienen la misma orientación, los lados de la vuelta de abajo no se cruzan con los correspondientes de la de arriba y no hay posibilidad de que un movimiento del tipo Navajo cree ningún enlace.

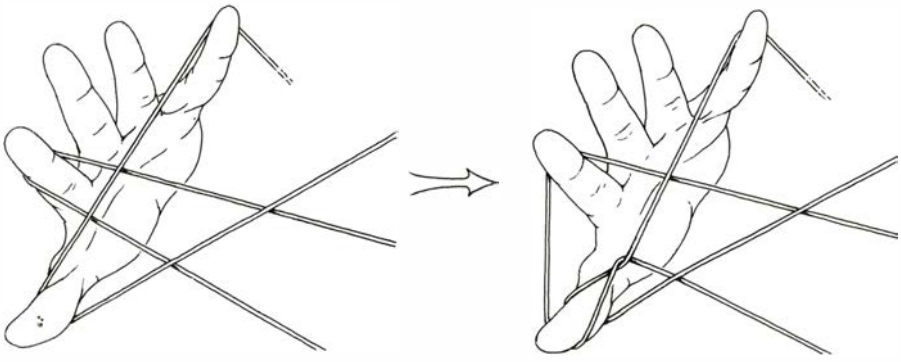
Por último, en la parte inferior de la figura, sólo el lado izquierdo de la vuelta inferior se cruza con el lado izquierdo de la vuelta superior. Así, cuando se efectúa el movimiento Navajo con la vuelta inferior, en el lado izquierdo de la vuelta de arriba aparece un enlace. En resumen, el número de enlaces que se crea con movimientos Navajo sobre un dedo es igual al número de veces que los lados de la vuelta inferior cruzan bajo los correspondientes de la superior antes de realizar los movimientos pertinentes.

A veces, al construir una figura, se produce lo que llamo un enlace potencial. En la figura *11* se muestra un ejemplo. Si el meñique de la derecha suelta la cuerda y se separan las manos para compensar el huelgo, la cuerda desprendida se enlazará en el tramo tendido entre los índices. Al tramar "los diez hombrecillos" se crean bastantes enlaces potenciales como éste, pero de ellos sólo dos llegan a convertirse en enlaces reales.

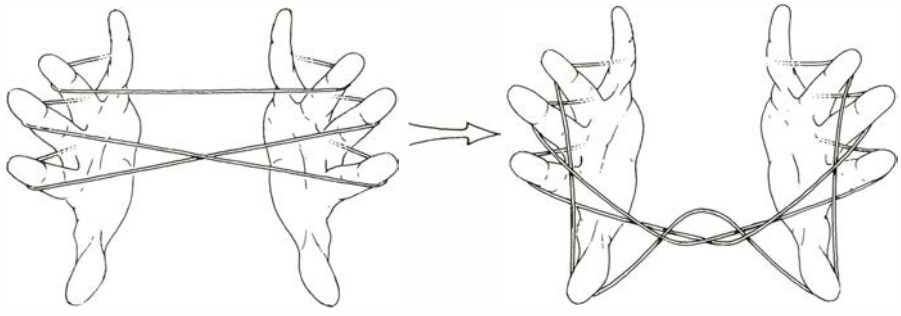
Invirtiendo el procedimiento que crea un enlace, se deshace. Hay casos



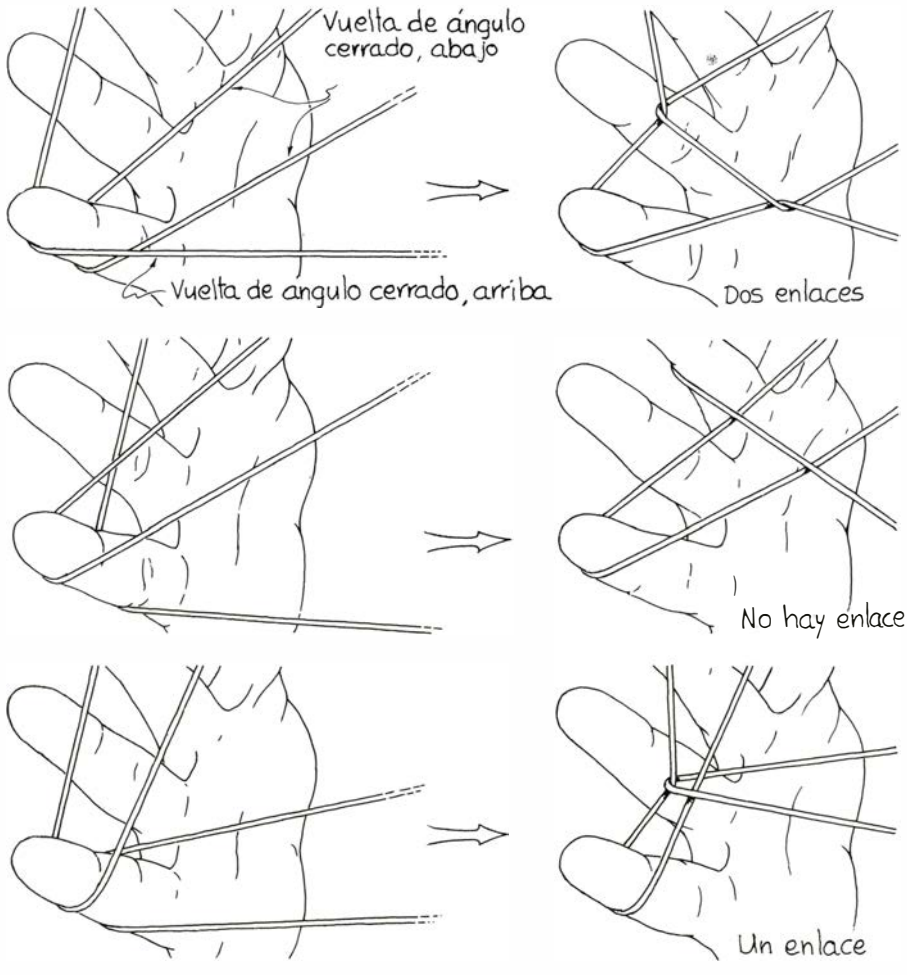
7. Enlace volteando un dedo



8. Ampliación de una vuelta en torno a un pulgar



9. Gancho doble



10. Movimientos Navajo

en que un enlace puede también eliminarse soltando la cuerda de un dedo contiguo al dedo en que se hicieron los movimientos Navajo. Por ejemplo, supongamos que acabamos de hacer movimientos Navajo con las vueltas en torno a un pulgar y que una de esas vueltas abraza también al índice. Entonces, el enlace entre el pulgar y el índice dependerá de la vuelta en torno a éste último, con lo que si aquélla se suelta, desaparecerá el enlace.

Así pues, son tres los métodos básicos para producir enlaces al tejer una figura: el gancho, el movimiento Navajo y el soltar una vuelta para convertir un enlace potencial en uno real. En el gancho se incluyen el volteo de un dedo y la ampliación de una vuelta para que abarque dos dedos. Los enlaces pueden suprimirse invirtiendo un procedimiento o bien desprendiendo una vuelta que estabilice un enlace creado con un movimiento Navajo sobre otro dedo.

Provisto de estos tres pasos básicos, conseguí disecar la formación de "los diez hombrecillos". En la posición de apertura la cuerda presenta sólo cruces. En el paso 1 se crea un enlace potencial. (Si se soltara la cuerda del meñique derecho, aparecería uno real.) En el paso 2 se crea otro enlace potencial. Los enlaces reales no aparecen hasta el paso 7, en que al hacer el movimiento Navajo en las vueltas de los pulgares se crea un total de cuatro. En el paso 8 se eliminan los enlaces que había entre los pulgares y los índices, ya que éstos dependían de las vueltas desprendidas, en este paso, de los índices. Así quedan dos enlaces reales. En el paso 10 los pulgares enganchan tramos para crear dos nuevos enlaces, regresándose al total de cuatro enlaces reales. En el paso 12 se crean otros cuatro enlaces con movimientos Navajo en los pulgares. Otros dos enlaces aparecen en el paso 13, cuando los dedos medios enganchan tramos. (Este gancho es sutil. El cruce inicial lo forman el tramo apresado y un tramo que sale del costado lejano superior del índice.) Finalmente, los dos últimos enlaces se generan cuando los meñiques se desprenden de sus vueltas y convierten dos enlaces potenciales en reales, con lo que el total alcanza los doce.

¿Pueden concebirse reglas generales respecto a los enlaces? Mi parecer es que sí. Por ejemplo, si cada manipulación de la cuerda se hace con ambas manos, el número de enlaces en una figura debe ser cero o par. De esta manera, la de "los diez hombrecillos" es simétrica, pues todo movimiento con la

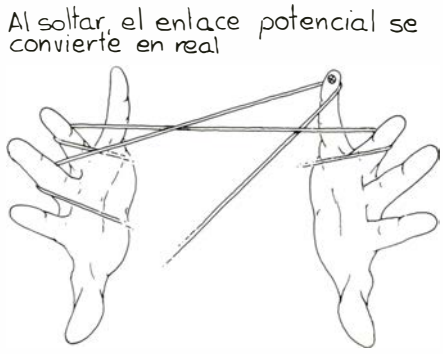
mano derecha se hace asimismo con la izquierda.

En las figuras resultantes de movimientos simétricos, otra regla parece gobernar los tipos de enlace. En "los diez hombrecillos" sigamos la cuerda, desde un punto de partida arbitrario, y observemos los tipos de enlaces por los que pasamos. Por ejemplo, partamos del pulgar izquierdo y comencemos moviéndonos hacia el índice izquierdo. Conforme recorramos mentalmente toda la cuerda, hasta regresar al pulgar izquierdo, pasaremos por doce enlaces sobre-soto y doce enlaces soto-sobre. Diríase que una figura construida a base de movimientos simétricos tendrá siempre el mismo número de enlaces sobre-soto que soto-sobre.

Recorramos otra vez "los diez hombrecillos", poniendo flechas a lo largo del trayecto que indiquen el sentido en que entramos en cada enlace. Como durante todo el itinerario cada enlace se atraviesa dos veces (una por cada tramo), en cada enlace pondremos dos flechas. Estas apuntarán hacia el enlace desde el mismo lado de éste o desde lados opuestos. En "los diez hombrecillos", diez de los enlaces tendrán un par de flechas apuntadas desde el mismo lado. Y sólo los dos enlaces centrales apuntarán sus flechas desde lados opuestos. Mi opinión es que todas las figuras construidas con movimientos simétricos resultarán con un número par o nulo de enlaces con flechas apuntadas desde el mismo lado y con un número par o nulo de enlaces con flechas apuntadas desde lados opuestos.

He estado también investigando la formación de enlaces en la "red de pesca". Este montaje se inicia con la apertura *A*. Luego se sueltan las vueltas de los pulgares. Doblando los pulgares se pasan éstos por debajo de tres tramos para recoger, por debajo, cada tramo más lejano (que da la vuelta a cada meñique). Esa cuerda se lleva a posición retornando los pulgares a la suya inicial. Así tendremos un enlace potencial formado por la cuerda que rodea al meñique izquierdo.

Ahora se dobla cada pulgar, por encima de un tramo. El tramo siguiente se recoge por debajo y se devuelven los pulgares a su posición anterior. Con este movimiento añadimos un enlace potencial asociado al meñique derecho. Soltando la cuerda de cada meñique convertiremos estos enlaces potenciales en reales. Seguidamente se doblan los meñiques, hacia nosotros, por encima de un tramo. Cada tramo siguiente se recoge por debajo y se devuelven los meñiques a su posición inicial. Con este



11. Enlace potencial

movimiento cada meñique realiza un gancho que añade otro enlace real. Ya tenemos cuatro enlaces reales.

La cuerda que rodea los pulgares se suelta ahora. Doblando los pulgares, se pasan éstos por encima de dos tramos, para recoger, por debajo, cada tramo siguiente; éste es el lado cercano de la vuelta en torno al meñique. Los pulgares se devuelven a sus posiciones iniciales. Con la mano derecha se recoge la vuelta en torno al índice izquierdo. Esta vuelta no hay que suprimirla, sino agrandarla para que abarque a ese dedo y también al pulgar. Esencialmente, este movimiento es un gancho porque el tramo que se traslada al pulgar se ve obligado a enlazarse por encima de otro tramo que sale del mismo pulgar. A continuación se hace el mismo movimiento sobre la mano derecha. Así habremos añadido dos enlaces reales y tendremos un total de seis.

En cada pulgar se hace el movimiento Navajo. Como las vueltas no tienen la misma orientación, tal movimiento añade sólo un enlace en cada mano; el total se eleva así a ocho. Cada pulgar tendrá delante, entonces, un pequeño triángulo formado por el tramo procedente del meñique de esa mano. Entonces se doblan los índices hacia nosotros para pasar sus puntas a través del triángulo de la misma mano.

Para desplegar la figura se giran las manos colocando las palmas en el lado opuesto a nosotros y los dedos hacia arriba. En el índice adecuado se prende la cuerda del triángulo en el que está inserto. (La vuelta ya en el dedo se desprenderá.) Se liberan las vueltas en torno a los meñiques. Al prender una cuerda con cada índice, se añade un enlace a cada maniobra y, al soltar la cuerda de los meñiques, se convierten dos enlaces potenciales en dos reales. Ya hemos llegado a doce enlaces reales. En efecto, entre cada pulgar e índice hay un enlace y, además, un cruce; a través de la figura se reparten diez enlaces más.

12. "Red de pesca" desplegada

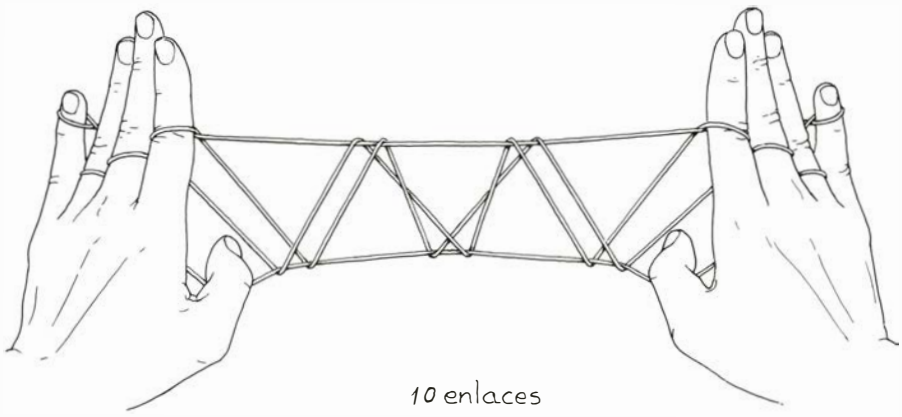
La "red de pesca" cumple mis reglas improvisadas. El número total de enlaces es par a causa de la simetría de los movimientos en una y otra mano. Al recorrer la cuerda desde un punto de partida arbitrario, se encuentra que el número de enlaces sobre-soto es igual al de enlaces soto-sobre. Al poner flechas para señalar de qué modo se entra en cada enlace, se encuentra que diez de ellas apuntan desde lados opuestos y otras dos (los enlaces centrales de la figura) lo hacen desde el mismo lado. (Resultado inverso al encontrado en "los diez hombrecillos".)

¿Se mantienen las reglas aritméticas para otras figuras? Dejo al lector la tarea de aplicarlas al "relámpago", figura en zig-zag inventada por los navajos. Se empieza (ni que decir tiene) con la apertura Navajo. Luego se prosigue doblando cada pulgar, pasándolos por encima de dos tramos; con el dorso de cada dedo se recoge, por debajo, el tramo siguiente. Se tira entonces de la cuerda retornando los pulgares a su posición original.

A continuación se doblan, hacia nosotros, los dedos medios de modo que pasen por encima de un tramo. Con el dorso de cada dedo se recoge, por debajo, el tramo siguiente. Se tira entonces de la cuerda retornando los dedos medios a su posición original. Después se dobla, hacia nosotros, cada anular, pasándolo por encima de un tramo. Con el dorso de cada dedo se recoge, por debajo, el tramo siguiente. De éste se tira devolviendo los dedos anulares a su posición original.

Ahora se dobla cada meñique hacia nosotros, pasándolo por encima de un tramo, y con el dorso del dedo se recoge, por debajo, el tramo siguiente. Se tira de la cuerda devolviendo los meñiques a su posición original. Seguidamente se doblan los pulgares para que sus puntas toquen el tramo delantero de la cuerda que rodea a cada meñique. Así se soltarán los tramos arrollados en torno a los pulgares. Con un movimiento rápido de las muñecas se lanzan estos tramos por encima de los otros. Las puntas de los pulgares se aprietan fuerte contra los tramos de cuerda que tocan. Para desplegar la figura se giran las palmas con el dorso hacia nosotros, a la vez que se extienden los dedos.

Si alguien descubre más procedimientos para urdir figuras a base de enlaces, recibiré gustoso sus noticias. ¿Son correctas mis reglas acerca del número y naturaleza de los enlaces? ¿Es alguien capaz de idear una demostración general de tales reglas, o de encontrar más?



13. "Relámpago" completo

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

PALEOPATOLOGIA DE LA COLUMNA VERTEBRAL

PALÉOPATHOLOGIE ET PATHOLOGIE COMPARATIVE. L. Pales. Masson; Paris, 1930.

DISEASES IN ANTIQUITY. Don Brothwell y A. T. Sandison. Charles C. Thomas; Illinois, 1967.

PALEOPATHOLOGICAL DIAGNOSIS AND INTERPRETATION. R. Steinbock. Charles C. Thomas, Illinois, 1976.

PREHISTORIC TUBERCULOSIS IN THE AMERICAN. Dirigido por J. Buikstra. Northwestern University Press (Archeological Program), 1981.

LA ENFERMEDAD EN LA PREHISTORIA. Domingo Campillo. Ed. Salvat; Barcelona, 1983.

PATHOLOGIE OSSEUSE AU MOYEN AGE EN PROVENCE. B.-Y. Mafart. Ed. CNRS; París, 1983.

BIOLOGIA MOLECULAR DE LAS VACUNAS DE LA MALARIA

IDENTIFICATION AND CHEMICAL SYNTHESIS OF A TANDEMLY REPEATED IMMUNOGENIC REGION OF *PLASMODIUM KNOWLESI* CIRCUMSPOROZOITE PROTEIN. G. N. Godson, J. Ellis, P. Svec, D. H. Schlesinger y V. Nussenzweig en *Nature*, vol. 305, n.º 5929, págs. 29-33; 1 de septiembre de 1983.

ISOLATE-SPECIFIC S-ANTIGEN OF *PLASMODIUM FALCIPARUM* CONTAINS A REPEATED SEQUENCE OF ELEVEN AMINO ACIDS. Ross L. Coppel, Alan F. Cowman, Klaus R. Lingelbach, Graham V. Brown, Robert B. Saint, David J. Kemp y Robin F. Anders en *Nature*, vol. 306, n.º 5945, págs. 751-756; 22 de diciembre de 1983.

STRUCTURE OF THE GENE ENCODING THE IMMUNODOMINANT SURFACE ANTIGEN ON THE SPOROZOITE OF THE HUMAN MALARIA PARASITE *PLASMODIUM FALCIPARUM*. John B. Dame, Jackie L. Williams, Thomas F. McCutchan, James L. Weber, Robert A. Wirtz, Wayne T. Hockmeyer, W. Lee Maloy, J. David Haynes, Imogene Schneider, Donald Roberts, Greg S. Sanders, E. Premkumar Reddy, Carter L. Diggs y Louis H. Miller en *Science*, vol. 225, n.º 4662, págs. 593-599; 10 de agosto de 1984.

ASI EXPLOTA UNA SUPERNOVA

SUPERNOVAE: A SURVEY OF CURRENT RESEARCH. M. J. Rees y R. J. Stoneham. D. Reidel Publishing Co., 1982.

SUPERNOVA THEORY. G. E. Brown, H. A. Bethe y Gordon Baym en *Nuclear Physics*, vol. A375, n.º 3, págs. 481-532; 15 de febrero de 1982.

SUPERNOVAE, PART I: THE EVENTS. Virginia Trimble en *Reviews of Modern Physics*, vol. 54, n.º 4, págs. 1183-1224; octubre, 1982.

SUPERNOVAE, PART II: THE AFTERMATH. Virginia Trimble en *Reviews of Modern Physics*, vol. 55, n.º 2, págs. 511-563; abril, 1983.

EL QUESO

FUNDAMENTALS OF DAIRY CHEMISTRY. Byron H. Webb, Arnold H. Johnson y John A. Alford. Avi Publishing Co., 1974

CHEESE AND FERMENTED MILK FOODS. Frank Kosikowski. F. V. Kosikowski and Associates, P.O. Box 139, Brooktondale, N.Y. 14817; 1977.

CHEESE VARIETIES AND DESCRIPTIONS. Publicación n.º 54, Servicio de Investigación Agrícola, Depto. Agricultura de los Estados Unidos; 1978.

LA MUDA DEL CANGREJO AZUL

PEPTIDES IN THE SINUS GLAND OF *CARDISOMA CARNIFEX*: ISOLATION AND AMINO ACID ANALYSIS. Robert W. Newcomb en *Journal of Comparative Physiology*, vol. 153, págs. 207-221; 1983.

APPARENT H^+ EXCRETION AND CO_2 DYNAMICS ACCOMPANYING CARAPACE MINERALIZATION IN THE BLUE CRAB (*CALLINECTES SAPIDUS*) FOLLOWING MOULTING. James N. Cameron y Chris M. Wood en *Journal of Experimental Biology*, vol. 114. En prensa.

CRISTALES A ALTAS PRESIONES

THE NATURE OF THE CHEMICAL BOND AND THE STRUCTURE OF MOLECULES AND CRYSTALS: AN INTRODUCTION TO MODERN STRUCTURAL CHEMISTRY. Linus Pauling. Cornell University Press, 1960.

COMPARATIVE CRYSTAL CHEMISTRY. Robert Hazen y Larry Finger. John Wiley & Sons, Inc., 1982.

GEOMETRICAL AND STRUCTURAL CRYSTALLOGRAPHY. Joseph V. Smith. John Wiley & Sons, Inc., 1982.

PERCEPCION DE UN ENTORNO ESTABLE

ON PERCEPTION. Hans Wallach. Quadrangle/The New York Times Book Co., 1976.

TWO KINDS OF ADAPTATION IN THE CONSTANCY OF VISUAL DIRECTION AND THEIR DIFFERENT EFFECTS ON THE PERCEPTION OF SHAPE AND VISUAL DIRECTION. Hans Wallach y Joshua Bacon en *Perception & Psychophysics*, vol. 21, n.º 3, págs. 227-242; 1977.

A LIMITATION OF POSITION CONSTANCY. Robert Becklen, Hans Wallach y Donna Nitzberg en *Journal of Experimental Psychology: Human Perception and Performance*, vol. 10, n.º 5, págs. 713-723; octubre, 1984.

RESTAURACION DE VIDRIERAS MEDIEVALES

THE DETERIORATION AND CONSERVATION OF STAINED GLASS: A CRITICAL BIBLIOGRAPHY AND THREE RESEARCH PAPERS. R. G. Newton. *Corpus Vitrearum Medii Aevi Great Britain—Occasional Papers 1*. Editado para la Academia Británica por Oxford University Press, 1974.

THE EARLY STAINED GLASS OF CANTERBURY CATHEDRAL. Madeline Harrison Caviness. Princeton University Press, 1977.

JUEGOS DE ORDENADOR

WINNING WAYS FOR YOUR MATHEMATICAL PLAYS. Elwyn R. Berlekamp, John H. Conway y Richard K. Guy. Academic Press, 1982.

THE PLANIVERSE. A. K. Dewdney. Poseidon Press, 1984.

PROGRAMACIÓN EN CIENCIAS Y MATEMÁTICAS. Stephen Wolfram en *Investigación y Ciencia*, n.º 98, págs. 124-138; noviembre, 1984.

TALLER Y LABORATORIO

FUN WITH STRING FIGURES. W. W. Rouse Ball. Dover Publications, Inc., 1971.

ORDERLY TANGLES: CLOVERLEAFS, GORDIAN KNOTS, AND REGULAR POLYLINKS. Alan Holden. Columbia University Press, 1983.

Taller y laboratorio

De qué modo la reflexión solar en el agua ofrece un medio para calcular la pendiente de las olas

Jearl Walker

Cuando el sol se pone en alta mar su reflexión puede ser oval o columnar. ¿Qué la provoca? Lorne Whitehead, de TIR Systems, Vancouver, quien ha estudiado el asunto, me escribe que la imagen tiene que ver con la pendiente máxima de las olas. Así, fotografiando la reflexión es posible estimar la pendiente máxima sin necesidad de salir al mar.

Para seguir el trabajo de Whitehead empezaremos por examinar qué es lo que determina la altura y la anchura de la zona de reflexión observada. Supondremos que el sol es una fuente luminosa puntual. (En realidad, ocupa un arco de unos 0,5 grados en nuestro campo visual.) E imaginaremos que la superficie del agua es lisa.

Supongamos que la superficie del agua sea plana. Porque dista mucho el sol, sus rayos llegan al agua paralelos entre sí, se reflejan en ésta y una parte alcanza nuestra vista. En esa hipótesis, la reflexión del sol se percibirá cual si la superficie del agua fuese un espejo que yaciese horizontal ante nosotros.

La reflexión de cada rayo luminoso en la superficie acostumbra a expresarse en función de unos ángulos que se miden con respecto a la llamada normal, o recta perpendicular a la superficie en el punto de reflexión. El rayo incide bajo cierto ángulo que se mide con respecto a la normal. El rayo reflejado forma un ángulo igual. Esta regla es válida, aun cuando la superficie sea curva o ladeada. Doquiera que un rayo se refleje en la superficie, hay que construir mentalmente una perpendicular a la superficie en ese punto.

Cuando la superficie del agua está horizontal, sólo hay un punto de la misma que refleje rayos hacia nosotros. Un procedimiento para determinar dónde se encuentra ese punto dentro de nuestro campo visual es imaginar que observamos la escena sin la ventaja de la percepción de profundidad, o sea, como si mirásemos una foto.

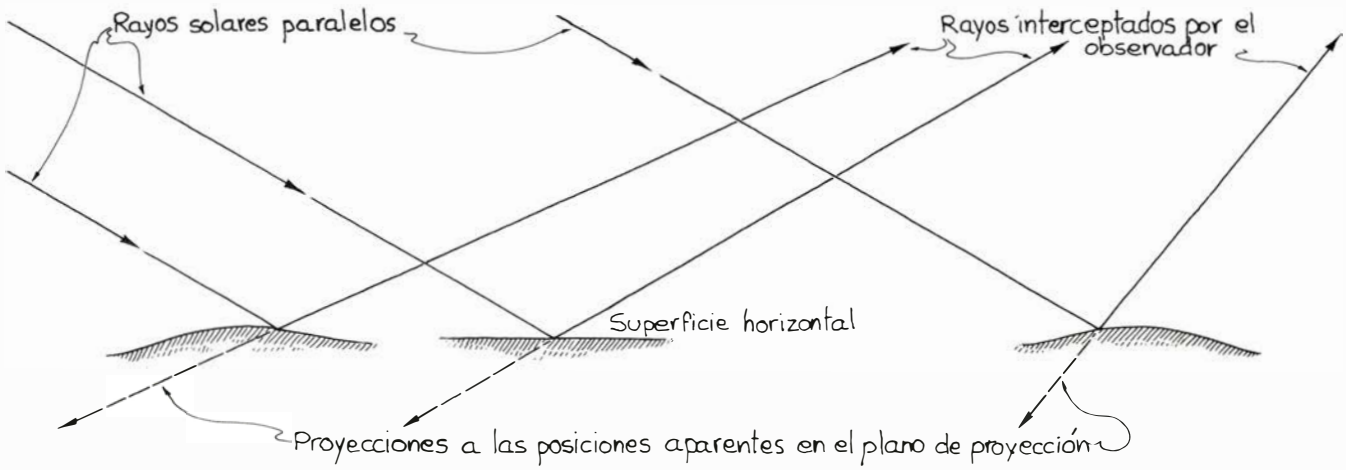
Esa representación plana se llama plano de proyección [*véase la figura 3*]. A ese plano la línea del horizonte lo cruza de un lado a otro. Entonces el punto que refleja hacia nosotros los rayos solares se halla, en el plano de proyección, por debajo del horizonte. Ahí es donde vemos la imagen del sol. Cuando la superficie del agua está horizontal, la imagen sobre el plano de proyección se halla muy por debajo del horizonte en tanto que el sol se mantenga por encima. Pero cuando éste se pone, la imagen se eleva hacia el horizonte. Y cuando se hunde en el horizonte, la imagen desaparece en el mismo.

Cuando la superficie del agua se curva con olas mansas, los lomos de éstas reflejan los rayos de acuerdo con la sencilla regla de los ángulos. En este caso, empero, en la superficie hay numerosos lugares que reflejan rayos, lugares que varían constantemente de posición, ya que las olas conforman una y otra vez la superficie del agua al tiempo que se mueven en todas las direcciones posibles. Así, en cualquier instante, veremos un gran número de imágenes del sol sobre el plano de proyección. Y la zona de reflexión asociada a un sol poniente será la composición de esa multiplicidad de imágenes.

Al objeto de determinar el modo en que las olas desparraman las imágenes del sol comencé por estudiar de qué manera se mueve una imagen sobre un plano de proyección cuando la superficie reflectora se ladea uniformemente en una dirección. Tras colocar un lápiz derecho sobre una mesa, inmovilizado con cinta adhesiva, tendí delante un espejo plano y rectangular y puse mis ojos junto al tablero de la mesa. Entonces, el borde opuesto del espejo, al pie del lápiz, hacía de horizonte.

Prescindí de toda sensación de profundidad y supuse el lápiz y su imagen situados en un plano de proyección. Para medir distancias en este plano me valí de una regla transparente, manteniéndola inmóvil, así como mi cabeza, a la vez que observaba con qué puntos de la regla coincidían las distintas partes del plano de proyección. Por ejemplo, en mi campo visual, la punta del lápiz se hallaba a tres centímetros por encima del borde opuesto del espejo y su imagen a tres centímetros por debajo, de conformidad con la regla para superficies horizontales.

Seguidamente levanté el borde próximo del espejo, manteniendo el opuesto apoyado en la mesa. El punto que reflejaba la punta del lápiz vino



1. Reflexiones de los rayos solares en el agua

hacia mí, a lo largo de la superficie del espejo. Pero en el plano de proyección la imagen se desplazó hacia abajo.

Ladeé luego el espejo hacia mí. Esta vez el punto donde se reflejaba la punta del lápiz se alejó por la superficie. Pero en el plano de proyección la imagen se elevó.

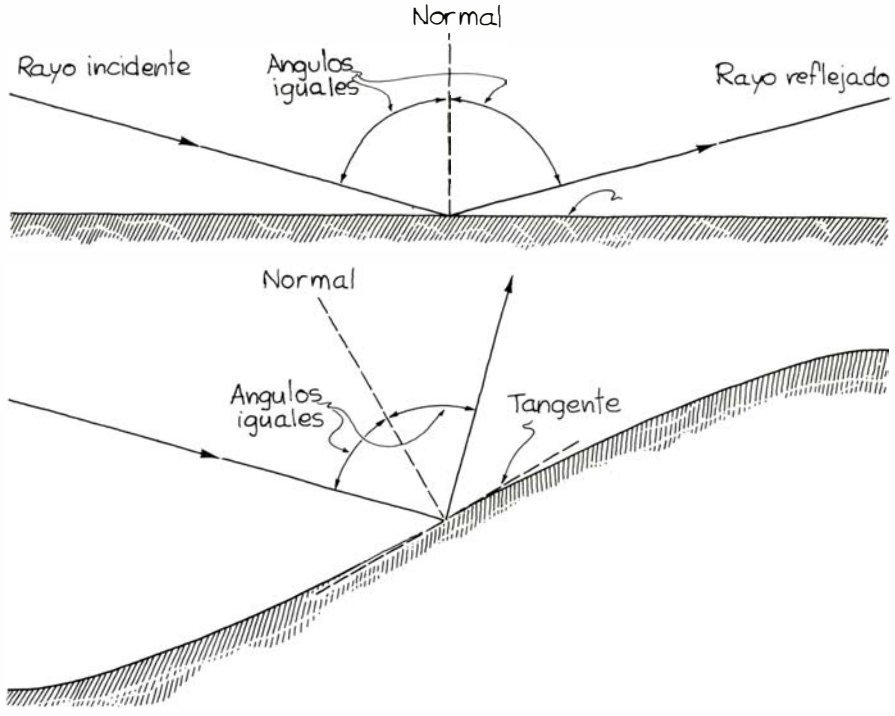
Este montaje no retrata fielmente la reflexión de los rayos solares en una superficie plana, puesto que los rayos que llegan al espejo no son paralelos. No obstante, el desplazamiento de la imagen sobre el plano de proyección es similar en líneas generales. Es decir, cuando la superficie del agua se inclina del lado contrario al observador, la imagen del sol desciende en el plano de proyección, y cuando se inclina del lado del observador, la imagen se eleva. La longitud del desplazamiento la determina la pendiente de la superficie.

Podemos definir la pendiente como la tangente del ángulo que la superficie se inclina. Por ejemplo, si la superficie se inclina 16,7 grados con respecto a la horizontal, la pendiente es de 0,3 (número adimensional). En un punto de una superficie curva la pendiente es la que presenta la recta tangente a la superficie en ese punto.

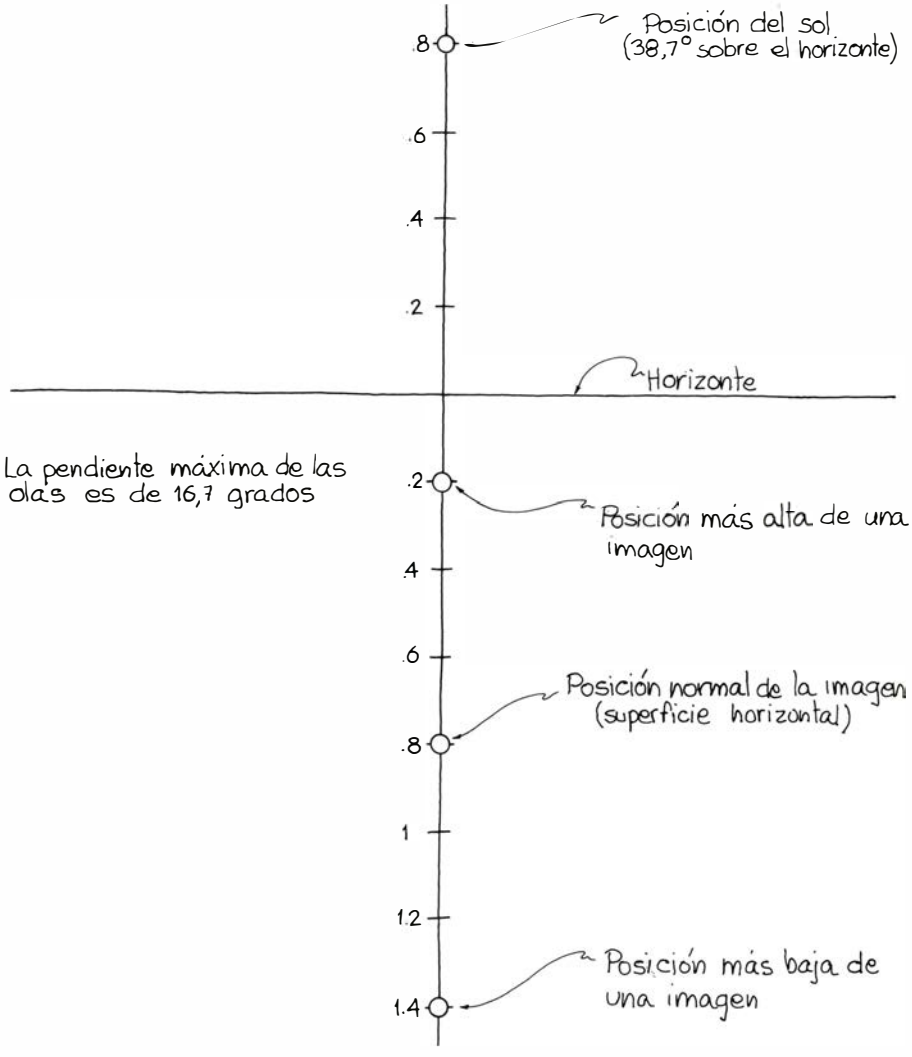
En el plano de proyección podemos emplear un eje vertical graduado en pendientes. Por ejemplo, supongamos que el sol se halle a 38,7 grados por encima del horizonte en nuestro campo visual. En el plano de proyección, el horizonte estará a una altura nula y el sol en una posición que será la tangente de 38,7 grados, o sea, a 0,8 por encima. Si la superficie del agua está horizontal, la imagen del sol estará a 0,8 por debajo del horizonte del plano de proyección.

Imaginemos que la superficie del agua esté inicialmente horizontal y que, a continuación, se incline uniformemente del lado opuesto a nosotros hasta adquirir una pendiente final de 0,3. La imagen del sol descenderá en el plano de proyección el doble de la pendiente final de la superficie, es decir, 0,6. Si, por contra, la superficie se inclina de nuestro lado hasta una pendiente de 0,3, la imagen del sol ascenderá en el plano de proyección el doble de la pendiente de la superficie, es decir, 0,6.

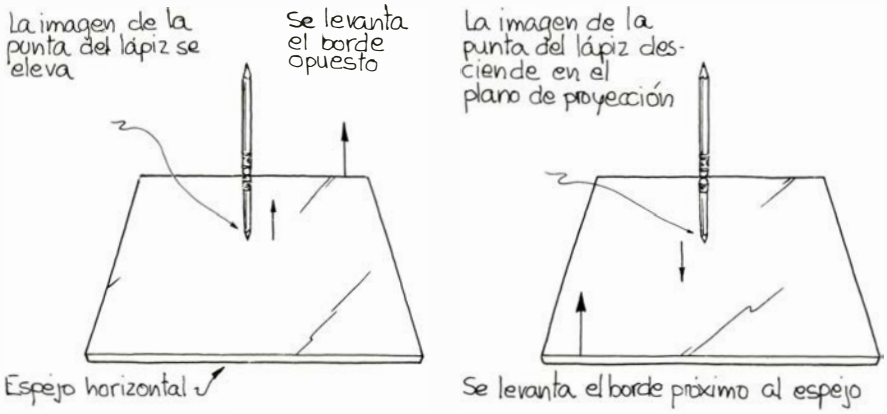
Rara vez una superficie acuática natural se inclina uniformemente; a causa de las olas acostumbra a presentar toda una gama de pendientes. Whitehead pretendía mostrar que la máxima pendiente de las olas determina las dimensiones de la zona de reflexión solar en el agua. Para seguir su razonamiento empecemos suponiendo que la superfi-



2. Angulos que intervienen en una reflexión



3. Alcance vertical de la zona luminosa



4. Experiencias con reflexiones en un espejo inclinado

cie esté horizontal y que el sol y su imagen queden a 0,8 por encima y por debajo del horizonte del plano de proyección. Examinemos luego de qué manera alteran las olas las reflexiones en el lugar que crea la reflexión normal del sol. Unas veces, la superficie del agua en ese punto estará horizontal y veremos la imagen. Otras, las olas la inclinarán y eliminarán la imagen. Así pues, la imagen aparece y desaparece conforme las olas pasan por el lugar correspondiente del agua.

A continuación imaginemos un punto de la superficie del agua levemente más alto en el plano de proyección. Si la superficie estuviera constantemente horizontal, nunca veríamos la imagen del sol, pero como hay olas que pasan por él, éste a veces se inclinará hacia nosotros lo suficiente para hacernos ver una reflexión del sol. Y también la imagen aparecerá y desaparecerá con el paso de las olas por ese lugar.

Pensemos ahora en un lugar del agua cuya imagen sobre el plano de proyección esté más abajo que la imagen normal. Habrá ocasiones en que la superficie del agua se incline lo suficiente para que veamos allí la imagen del sol.

¿Hasta qué distancia por encima y por debajo de la posición normal pueden verse imágenes del sol? Estos límites los establece la pendiente máxima de las ondas de mayor tamaño. Supongamos que las olas tengan una pendiente máxima de 0,3 (16,7 grados). La posición más alta posible que pueda ocupar una imagen en el plano de proyección estará por encima de la posición normal una distancia doble que la máxima pendiente de las olas, es decir, una distancia de 0,6. O sea, como en nuestro ejemplo la posición normal se encuentra a 0,8 por debajo del horizonte del plano de proyección, la posición de la imagen estará a 0,2 por debajo de dicho horizonte.

Análogamente, la posición más baja posible que ocupe una imagen en el plano de proyección estará por debajo de la posición normal una distancia doble que la máxima pendiente de las olas, situándola en la posición 1,4 del eje vertical del plano de proyección. En este caso, pues, podremos ver imágenes del sol entre las posiciones 0,2 y 1,4 del eje vertical. Estas imágenes no serán constantes, ya que las pendientes varían ininterrumpidamente en la superficie del agua. Ahora bien, como el sistema visual saca una media temporal de la luminosidad, se percibe una iluminación bastante constante.

A medida que el sol baja, la zona de reflexión se mueve hacia el horizonte. En términos del plano de proyección, esa zona asciende. En nuestro ejemplo, el extremo lejano de la zona de reflexión alcanza el horizonte cuando el sol posee una pendiente de 0,6 en nuestro campo visual, la cual equivale a unos 31 grados. Finalmente, la zona desaparece en el horizonte.

El alcance vertical de la zona de reflexión sobre el plano de proyección depende de la pendiente máxima de las olas. Si aumenta esa pendiente máxima, el alcance vertical aumenta el doble sobre el plano de proyección. Tal relación permite medir la pendiente máxima de las olas. Para ello hay que fotografiar la zona de reflexión antes de que llegue al horizonte. Además, se mide el ángulo entre el horizonte y el sol. Sobre la foto se coloca, seguidamente, una hoja de plástico transparente donde se marca y gradúa el plano de proyección. En él se traza el horizonte y el sol se señala como un punto.

Se calcula la tangente del ángulo del sol con respecto al horizonte. Supongamos que éste fuese de 38,7 grados (con una tangente de 0,8) al tomar la foto. Este dato se emplea para marcar la escala del eje vertical del plano de proyección. Sobre la foto se señala la posición del sol a 0,8 por encima del horizonte y con una regla se mide, en centímetros, la distancia entre ambos. Supongamos que esa distancia resulte de cuatro centímetros. Con ello a cada centímetro de la regla corresponderá una distancia de 0,2 sobre el eje vertical del plano de proyección. Ese eje se gradúa según esa relación.

Seguidamente se determina el alcance de la zona de reflexión a lo largo del eje. Supongamos que se extienda desde 0,5 a 1,1. Como el sol está a 0,8 por encima del horizonte, la posición normal de la imagen del sol debe estar a 0,8 por debajo del horizonte. Por tanto, el punto más bajo de la zona de reflexión deberá caer a 0,3 por debajo de la posición normal. Entonces, como la distancia, a lo largo del eje, desde la posición normal hasta el punto más bajo de la zona es el doble que la pendiente máxima de las olas, ésta debe ser de 0,15, que corresponde a 8,5 grados.

Whitehead ha explicado también la anchura de la zona de reflexión en el plano de proyección. Para seguir sus explicaciones retorné a mi lápiz y a mi espejo. Esta vez situé el margen derecho del espejo sobre la línea que corría entre mí mismo y el pie del lápiz, hallándose éste en contacto con la esquina derecha opuesta del espejo. Al ladear el espejo hacia la derecha, la imagen del lápiz en el plano de proyección rotó en torno al pie del mismo un ángulo doble que la inclinación del espejo. Cuando ésta era de 45 grados, la imagen giraba 90 grados y aparecía horizontal en el plano de proyección.

La imagen de la punta del lápiz en el plano de proyección puede hallarse superponiendo una recta que recorra el plano desde la imagen hasta la punta del lápiz. Esa recta estará inclinada con respecto al eje vertical lo mismo que el espejo. Superpuesto al plano de proyección, está el borde contrario del espejo. Sobre el plano, la imagen distará del borde del espejo lo mismo que la punta del lápiz real.

Para determinar la anchura de la zona de reflexión sobre la superficie del agua Whitehead emplea una construcción similar en un plano de proyección [*véase la figura 6*]. Supongamos que las olas tengan una pendiente máxima de 0,3 (16,7 grados). En el plano de proyección se traza, pasando por la posición del sol, una recta inclinada a la derecha 16,7 grados con respecto a la vertical. Esa recta se prolonga hacia la parte inferior izquierda del plano de proyección.

Luego se traza una segunda recta, perpendicular a la anterior y que pase por el punto del horizonte situado exactamente debajo del sol. Esta recta corresponde al borde opuesto del espejo. A lo largo de la primera se mide la distancia entre el sol y la intersección de ambas rectas. A partir de la intersección y a lo largo de la primera recta, se lleva una distancia igual, cuyo sentido apunte hacia la parte inferior izquierda del plano de proyección. El punto así alcanzado será la posición de la imagen del sol en un espejo inclinado 16,7 grados hacia la derecha.

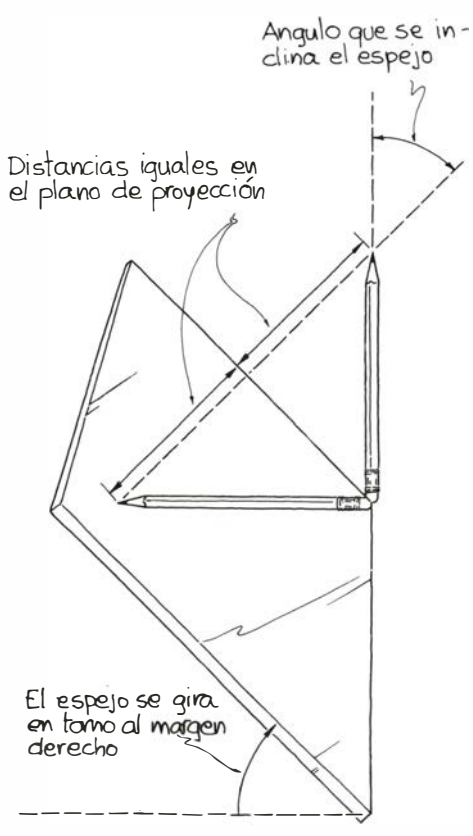
Estas operaciones se repiten para la parte derecha del sol. De este modo tendremos dos rectas que divergen hacia el borde inferior del plano de proyección. La zona de reflexión se encontrará entre esas dos rectas y coincidirá con ellas en los puntos correspondientes a los espejos ladeados hacia la derecha y hacia la izquierda. El ángulo formado por las rectas será el doble que la pendiente máxima de las olas.

Añadiendo al plano de proyección los puntos más alto y más bajo de la zona de reflexión, determinados según se expuso antes, es posible esbozar la zona completa trazando una curva suave y continua que enlace los puntos extremos [*véase la figura 7*]. Si la pendiente máxima de las olas aumenta, el ángulo entre las rectas divergentes se hace mayor y la zona de reflexión crece tanto en anchura como en altura en el plano de proyección. Cuando el sol está alto, la zona es oval, de menor anchura que altura. A medida que el sol cae, la zona se desliza hacia el horizonte, estrechándose porque la limitan las rectas divergentes. El óvalo puede así parecer una columna larga que se prolongue hacia el horizonte. Dado que Whitehead y el autor han tratado el sol como una fuente luminosa puntual, el extremo superior de tal columna debe ser un punto. Ahora bien, puesto que el sol ocupa en realidad unos 0,5 grados de nuestro campo visual, la finura del extremo superior de la columna no podrá ser inferior a esa cifra.

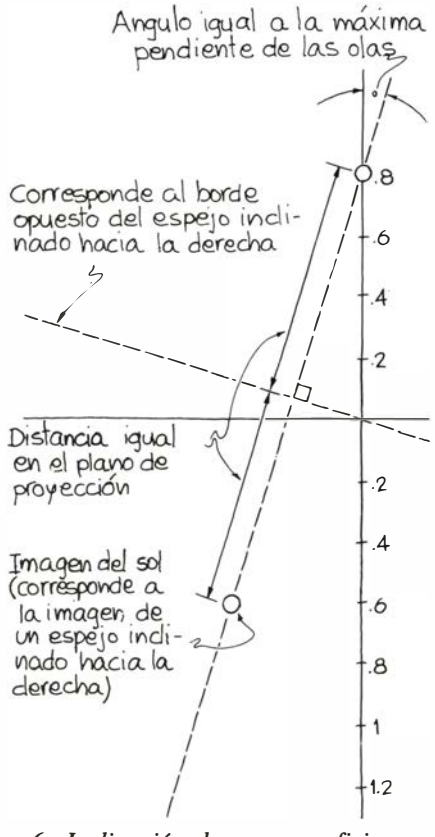
Cuando se recuerda que las reflexiones proceden de ondas que se mueven en todas direcciones, puede sorprendernos que la columna tenga una anchura y una altura desiguales. Llama asimismo la atención que la columna se nos antoje alargada. Lo cierto es que ocupa sólo un pequeño ángulo en el plano de proyección. Parte de su aparente longitud débese a la percepción en profundidad de la escena: la columna parece como si se extendiera una gran distancia horizonte adelante. Parcialmente esa ilusión se debe también a una interpretación errónea de los ángulos cercanos al horizonte: el sol bajo y el extremo superior de la columna parecen grandes porque el horizonte aparenta estar distante. (Este mismo fenómeno explica el ensanchamiento aparente de la luna cuando se halla cerca del horizonte.)

Puede resultar entretenido estudiar las zonas de reflexión producidas por el sol o por la luna bajo otras circunstancias. En ocasiones acaso puedan detectarse en el agua corrientes superficiales si la pendiente máxima de las olas de una corriente difiere de la pendiente de las olas del agua circundante. En ese caso, ¿se hace asimétrica o se desfigura la zona de reflexión? ¿Qué le sucede cuando las olas se mueven uniformemente en una dirección? ¿De qué modo afectan a los cálculos de Whitehead, acerca de la forma de la zona de reflexión, la distribución estadística de las pendientes de las olas? ¿Qué ocurre con la forma de la región y la distribución de la luz cuando las olas adquieren cierto tamaño y dejan de ser senoidales?

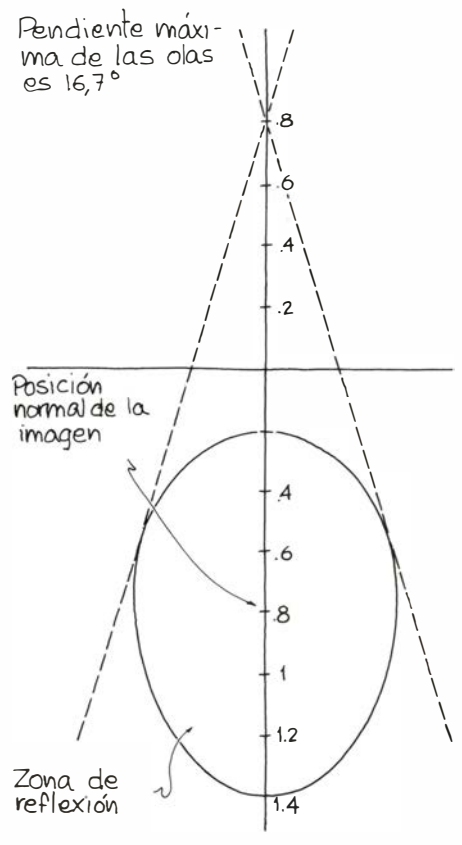
En octubre pasado les describí algunas combinaciones para apilar fichas de dominó. Una de ellas consistía en colocar una serie de fichas una encima de otra, de suerte tal que sobresalieran del borde de una mesa. Cada



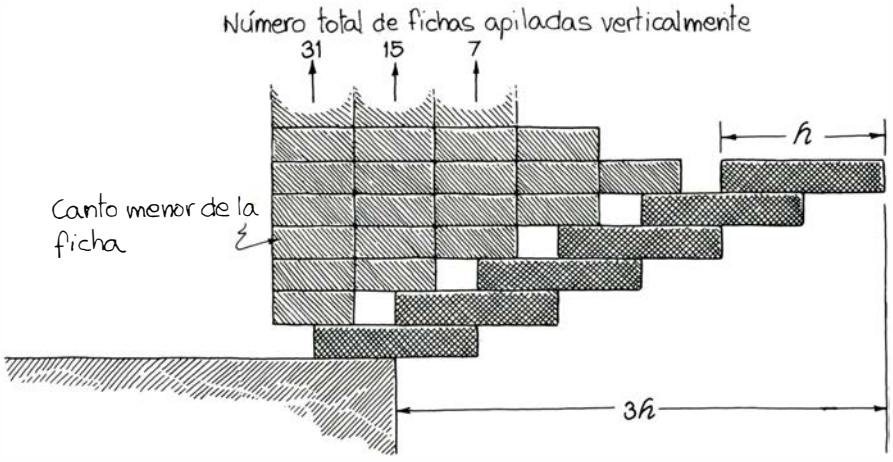
5. Rotación del espejo



6. Inclinación de una superficie a la derecha



7. Reflexiones del sol en el cenit



8. Un procedimiento para equilibrar

ficha debía tener uno de sus frentes hacia abajo, con su longitud perpendicular al borde de la mesa. La intención era averiguar el máximo voladizo para un número de fichas dado.

Varios lectores (Eugene Wall, de Aspen Systems Corporation, Rockville; R. F. Tindall, de Cambridge; David Callway, de Fort Collins, y Wayne Fullerton, de Houston) apuntan que la serie matemática que les ofrecí entonces para describir el voladizo puede escribirse en función de la constante de Euler (0,57722).

La distancia horizontal entre el canto de la mesa y el borde externo de la n-ésima ficha es la semilongitud de una ficha multiplicada por la suma de la constante de Euler más la función digamma para $n + 1$. (La función digamma es la derivada logarítmica de la función gamma corriente.) Cuando n es grande, la función digamma es aproximadamente igual al logaritmo natural de $n + 1$ menos $1/(2n + 2)$.

Cuando, para calcular el número de fichas necesarias para producir un voladizo de 50 longitudes de ficha, se emplean las fórmulas deducidas de la mencionada, se encuentra que hacen falta $1{,}5 \times 10^{43}$ fichas, y no $1{,}5 \times 10^{44}$ tal como les dije.

¿Hay algún medio de apilar fichas de dominó para construir un gran voladizo de una manera menos costosa? Tindall y Hans-Hellmuth Cuno, de Waldetzenberg, sugieren la posibilidad de conseguir, por contrapesado, un voladizo dado con menos fichas. En su sistema, cada nueva ficha se coloca de modo que su centro esté encima del borde externo de la colocada inmediatamente debajo. Con ello esta última se tornaría inestable, pero se equilibra poniéndole una ficha de contrapeso en su extremo interno [*véase la figura 8*].

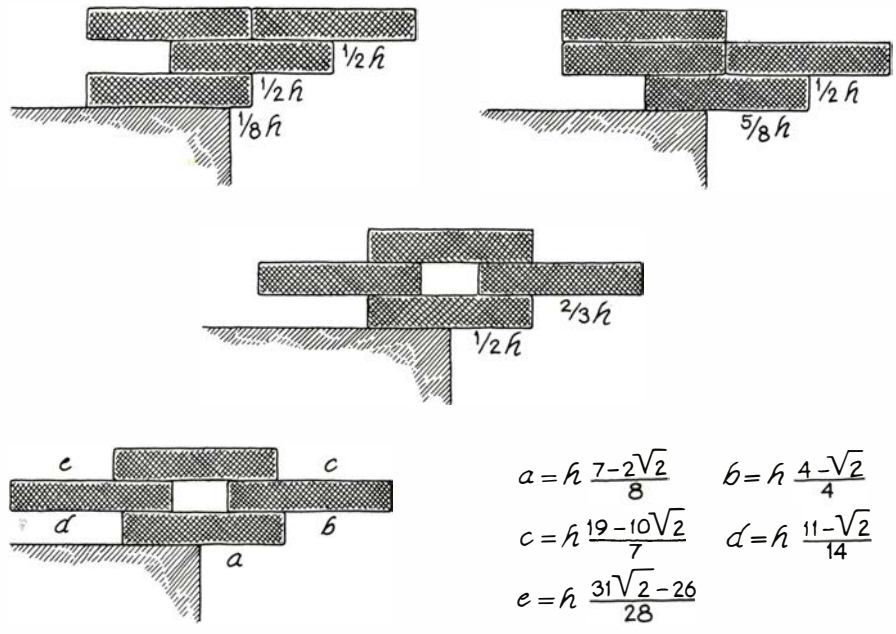
Por ejemplo, para conseguir un voladizo de tres longitudes, se escalonan seis fichas a partir del canto de la mesa, cada una de ellas con su centro encima del borde externo de la ficha (o de la mesa) situada inmediatamente debajo. Como contrapeso se apilan 31 fichas encima del borde interno de la ficha en contacto con la mesa, 15 sobre la segunda, siete sobre la tercera, tres sobre la cuarta y una sobre la quinta. La sexta y más externa no requiere contrapeso. Contándolas todas, se necesitan 63 fichas para esta construcción, venciendo claramente a las 227 que requiere mi sistema.

E. James Morton, de la John Hancock Mutual Life Insurance Company, Boston, indica que Stephen Ainley ha publicado algunos ingeniosos sistemas para apilar cuatro objetos rectangulares del tipo de fichas de dominó (*The Mathematical Gazette*, vol. 63, n.º 426, pág. 272; diciembre, 1979). La dimensión longitudinal de cada ficha debe ser perpendicular al canto de la mesa. Si se apilan como les describí en octubre pasado, el máximo voladizo es de 1 1/24 veces su longitud. Las dos primeras combinaciones de Ainsley, que se representan en la figura 9, producen un voladizo de 1 1/8 longitudes. (Las fracciones se refieren a la longitud de la ficha.) De contrapeso sirven una o dos fichas.

En una tercera combinación se logra el contrapesado con una ficha colocada encima del borde interno de la ficha inferior y otra que se coloca encima de la pila. Esta última ficha se pone encima mismo de la que está en el fondo. La combinación da un voladizo de 1 1/6 longitudes.

Pero la combinación representada en la parte inferior de la figura se lleva el gato al agua. Adviértase que la ficha de arriba no está exactamente encima de la ficha del fondo. Esta construcción da un voladizo de 1,1979 longitudes, ganando, pues, por un escaso margen a la anterior.

A los lectores interesados en estos pasatiempos puede divertirles una nota publicada por R. E. Straton (*The Mathematical Gazette*, vol. 64, n.º 429, págs. 202 y 203; octubre, 1980). Allá se muestra cómo construir un apilamiento, con un voladizo de casi veinticuatro centímetros, con 28 fichas de dimensiones 6 × 3 × 1,5 centímetros. Si el apilamiento se rota de modo que las diagonales de las fichas queden perpendiculares al canto de la mesa, el voladizo alcanza casi los 26,7 centímetros.



9. Combinaciones de Stephen Ainley para apilar cuatro fichas de dominó

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

LA ELECCION DE TECNOLOGIA

INPUT-OUTPUT ECONOMICS. Wassily Leontief. Oxford University Press, 1966.

STRUCTURAL CHANGE IN THE AMERICAN ECONOMY. Anne P. Carter. Harvard University Press, 1970.

THE FUTURE OF THE WORLD ECONOMY: A UNITED NATIONS STUDY. Wassily Leontief, Anne P. Carter y Peter A. Petri. Oxford University Press, 1977.

INPUT-OUTPUT ANALYSIS: FOUNDATIONS AND EXTENSIONS. Ronald E. Miller y Peter D. Blair. Prentice-Hall, Inc., 1985.

THE IMPACT OF AUTOMATION ON WORKERS. Wassily Leontief y Faye Duchin. Oxford University Press, en prensa.

FUNCION INMUNOLOGICA DE LA PIEL

CUTANEOUS T CELL LYMPHOMA. Jennifer A. K. Patterson y Richard L. Edelson en *The Medical Clinics of North America*, vol. 66, n.º 4, págs. 895-913; julio, 1982.

INTERACTION OF T CELLS WITH THE EPIDERMIS. Jennifer A. K. Patterson y Richard L. Edelson en *British Journal of Dermatology*, vol. 107, n.º 1, págs. 117-122; julio, 1982.

SKIN-ASSOCIATED LYMPHOID TISSUE (SALT): ORIGINS AND FUNCTIONS. J. Wayne Streilein en *Journal of Investigative Dermatology*, vol. 80, suplemento, págs. 12s-16s; junio, 1983.

ACTH Y SU FAMILIA DE PEPTIDOS

NEUROPÉPTIDOS. Floyd E. Bloom en *Investigación y Ciencia*, n.º 63, págs. 30-42; diciembre, 1981.

PRO-OPIOCORTIN: THE ACTH/LPH COMMON PRECURSOR PROTEIN. J. Hope y P. L. Lowry en *Frontiers of Hormone Research*, dirigido por T. B. van Wimersma-Greidanus, págs. 44-61. S. Krager; Basilea, 1981.

STIMULATION OF ADRENAL MITOGENESIS BY N-TERMINAL PROOPIOCORTIN PEPTIDES. F. E. Estivariz, F. C. Iturriza, C. Mc Lean, J. Hope y P. J. Lowry en *Nature*, vol. 297, n.º 5865, págs. 419-422; 3 de junio de 1982.

NEUROENDOCRINOLOGY OF VASOPRESSIN, CORTICOLIBERIN AND OPIOMELANOCORTINS. Dirigido por A. J. Baertschi y J. J. Dreifuss. Academic Press; Nueva York, 1982.

CUMULOS GLOBULARES

GLOBULAR CLUSTERS. Dirigido por D. Hanes y B. Madore. Cambridge University Press, 1980.

STAR CLUSTERS. Dirigido por James E. Hesser. D. Reidel Publishing Company, 1980.

THE DYNAMICS OF GLOBULAR CLUSTERS. Ivan R. King en *The Quarterly Journal of the Royal Astronomical Society*, vol. 22, págs. 227-243; 1981.

LOS PRIMEROS ORGANISMOS

THE GENE AS THE BASIS OF LIFE. H. J. Muller en *Proceedings of the Fourth International Congress of Plant Sciences, August 16-23, 1926*, dirigido por B. M. Dugger. George Banta Publishing Company; Menasha, Wis., 1929.

SOME ASSUMPTIONS UNDERLYNG DISCUSSION ON THE ORIGINS OF LIFE. N. W. Pirie en *Annals of the New York Academy of Sciences*, vol. 69, artículo 2, págs. 369-376; 30 de agosto de 1957.

SPECULATIONS ON THE ORIGIN AND EVOLUTION OF METABOLISM. Hyman Hartman en *Journal of Molecular Evolution*, vol. 4, n.º 4, págs. 359-370; 1975.

GENETIC TAKEOVER AND THE MINERAL ORIGINS OF LIFE. A. G. Cairns-Smith. Cambridge University Press, 1984.

SEVEN CLUES TO THE ORIGIN OF LIFE: A SCIENTIFIC DETECTIVE STORY. A. G. Cairns-Smith. Cambridge University Press, 1985.

ECOLOGIA SOCIAL DE LOS CHIMPANCES

IN THE SHADOW OF MAN. Jane van Lawick-Goodall. Houghton Mifflin Company, 1971.

THE GREAT APES. Dirigido por David A. Hamburg y Elizabeth R. McCown. The Benjamin/Cummings Publishing Company, 1979.

POPULATION DYNAMICS DURING A 15 YEAR PERIOD IN ONE COMMUNITY OF FREE-LIVING CHIMPANZEES IN THE GOMBE NATIONAL PARK, TANZANIA. Jane Goodall en *Zeitschrift für Tierpsychologie/Journal of Comparative Ethology*, vol. 61, n.º 1, págs. 1-60; enero, 1983.

THE CHIMPANZEES OF KIBALE FOREST. Michael Patrick Ghiglieri. Columbia University Press, 1984.

TOPOLOGIA DE LOS ESPEJISMOS

DIFFERENTIAL TOPOLOGY. Morris W. Hirsch. Springer-Verlag, 1976.

MIRAGES. Alistair B. Fraser y William H. Mach en *Scientific American*, vol. 234, n.º 1, págs. 102-111; enero, 1976.

MULTIPLE GRAVITATIONAL IMAGING BY DISTRIBUTED MASSES. William L. Burke en *The Astrophysical Journal*, vol. 244, n.º 1, parte 2.ª, pág. L1; 15 de febrero de 1981.

SIFONES EN ACUEDUCTOS ROMANOS

VITRUVE: DE L'ARCHITECTURE LIVRE VIII. Louis Callebat. Édition Budé, 1973.

AQUEDUCS ROMAINS. En *Dossiers de l'archéologie*, número 38; octubre-noviembre, 1979.

SIPHONS IN ROMAN AQUEDUCTS. A. Trevor Hodge en *Papers of the British School at Rome*, vol. 51, págs. 174-221; 1983.

JUEGOS DE ORDENADOR

SMART SOAP BUBBLES CAN DO CALCULUS. Dale T. Hoffman en *The Mathematics Teacher*, vol. 72, n.º 5, págs. 377-385, 389; mayo, 1979.

¡AJÁ! PARADOJAS. Martin Gardner. Editorial Labor, Barcelona 1983.

THE COMPLEXITY OF ANALOG COMPUTATION. Anastasios Vergis, Kenneth Steiglitz y Bradley Dickinson. Technical Report No. 337, Department of Electrical Engineering and Computer Science, Princeton University; febrero, 1985.

TALLER Y LABORATORIO

THE POLARIZATION OF LIGHT AT SEA. E. O. Hulburt en *Journal of the Optical Society of America*, vol. 24, n.º 2, págs. 35-42; febrero, 1934.

REFLECTION OF LIGHT. M. Minnaert en *The Nature of Light and Colour in the Open Air*. Dover Publications, Inc., 1954.

Taller y laboratorio

El lanzamiento de la mosca esclarece ciertos aspectos de la pesca al lanzado

Jearl Walker

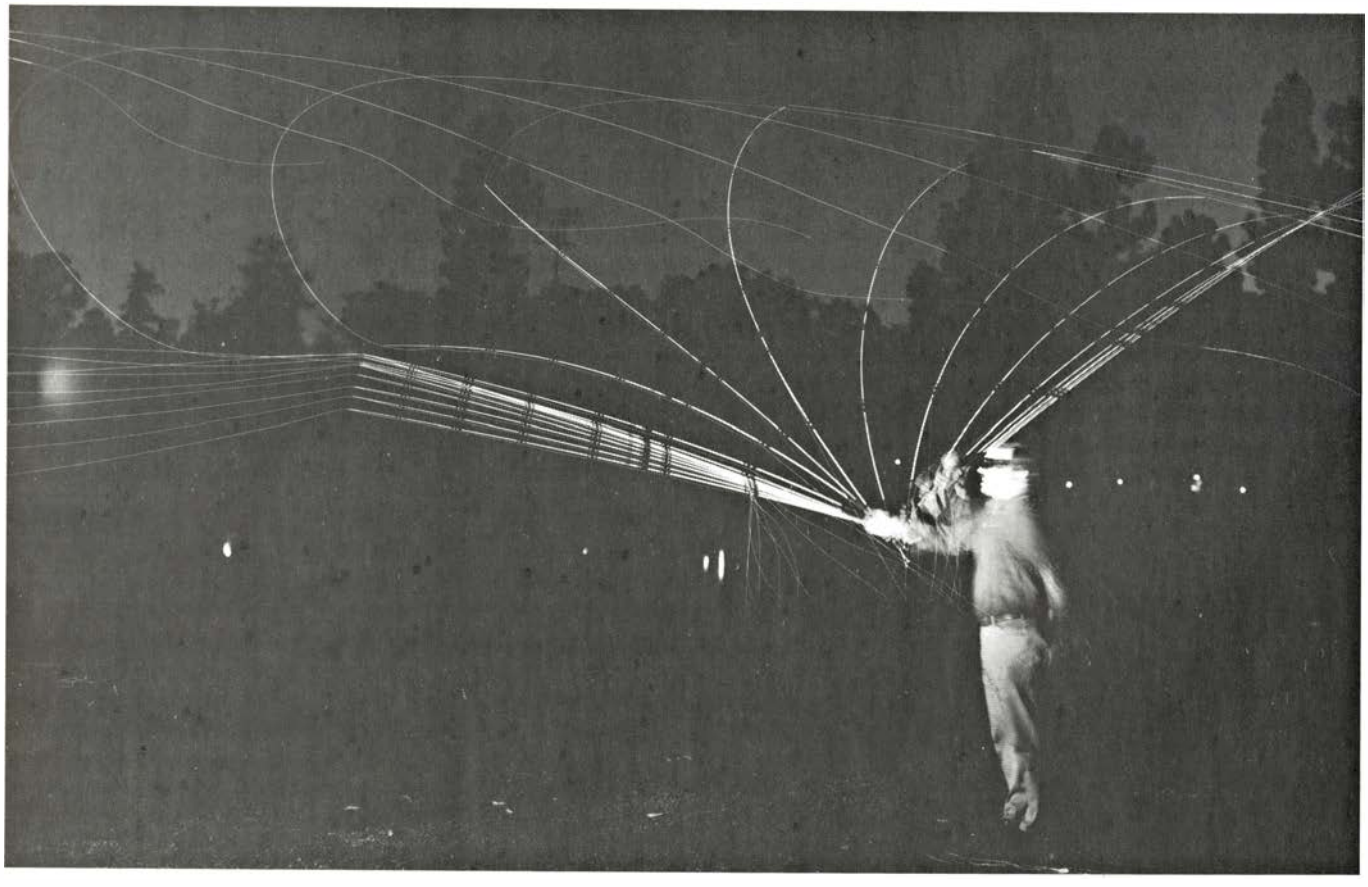
Un pescador que lance una mosca, ¿cómo debe mover la caña y arrojar el sedal? La resistencia del aire afecta fuertemente a la mosca, ¿cómo, entonces, puede ésta seguir hacia adelante cuando la caña se detiene? ¿Impulsa a la mosca la flexión de la caña igual que un arco impulsa a una flecha? ¿Por qué se cambian cañas y sedales según los tipos de pez que se pretenda capturar? ¿De qué modo resiste el pescador el tirón del pez atrapado y recobra sedal?

Inspirándome en manuscritos de varios investigadores, he estado examinando estas y otras cuestiones relativas a la física de la pesca al lanzado. Edward Mosser, de Burbank, y William W. Buchman, de Los Angeles, han publicado un artículo sobre la dinámica del lanzamiento de la mosca. Mosser, además, ha escrito sobre el tema varios artículos no publicados. Graig A. Spolek, de la Universidad estatal de Portland y Steve C. Fry, de Hawthorne, California, me han remitido, por separado, unos manuscritos en los que estudian matemáticamente un lanzamiento de mosca.

Spolek analiza un lanzamiento hacia adelante por encima de la cabeza. Inicialmente, la longitud de sedal que sobresale de la punta de la caña es corta. Para alargar sedal y preparar el lanzamiento final, el pescador realiza una serie de tanteos hacia adelante y atrás en los que la mosca no toca el agua. En cada uno de estos balanceos el pescador mueve el extremo de la caña por encima de su cabeza y levemente hacia atrás y, luego, rápidamente, hacia adelante. El sedal lo sigue. Aunque la caña puede que no se desplace apreciablemente de la vertical en el balanceo atrás, el sedal se estira horizontalmente (a causa de su movimiento hacia atrás) justo cuando se inicia el lanzamiento adelante.

En los balanceos adelante el pescador impide que la mosca toque el agua tirando de la caña hacia atrás. Durante los balanceos atrás los pescadores diestros se sirven de la mano izquierda para sacar más sedal del carrete y mantenerlo arrollado en ella. Luego, durante el balanceo adelante, sueltan ese suplemento de sedal cuando el impulso hacia adelante del sedal en movimiento tira a través de las guías de la caña. Así aumenta la longitud total de sedal en movimiento.

Una vez que hay suficiente sedal suelto, el pescador vuelve a llevar hacia atrás la punta de la caña y, seguidamente, realiza un balanceo final adelante, esta vez deteniendo la caña en su movimiento hacia adelante y dejando que la mosca aterrice en el agua. Lo que ha estudiado Spolek es el vuelo del sedal y la mosca durante este lanzamiento adelante. En la figura 1 se muestra una foto bajo luz estroboscópica de uno de estos lanzamientos realizado por Edward Mosser.



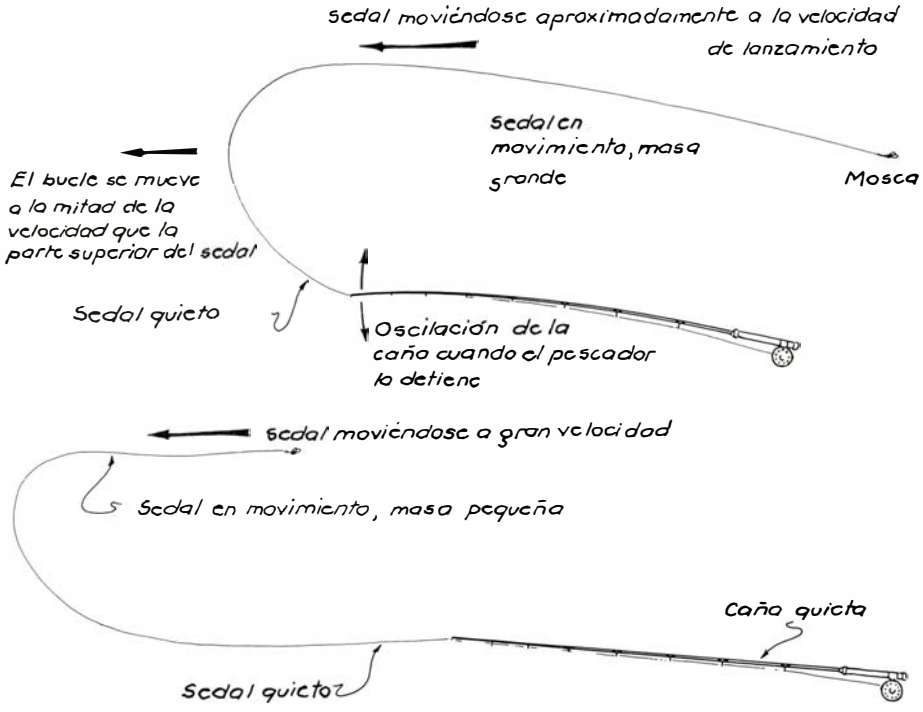
1. Un lanzamiento de Edward Mosser bajo luz estroboscópica

Dada la resistencia del aire sobre la mosca, asombra la habilidad con que los pescadores la impulsan hacia distancias importantes. Imaginemos lo que sería arrojar una mosca sin sedal. Para igualar las distancias corrientemente alcanzadas con el aparejo de pesca harían falta esfuerzos titánicos. Spolek calcula que, para lanzar a 20 metros una mosca normal desde una altura inicial de un metro y medio, la velocidad de lanzamiento debe superar los 480 kilómetros por hora. Como la mosca está unida a un sedal que asimismo encuentra resistencia en el aire, el valor teórico de la velocidad inicial es, a lo que se ve, más elevado. Y, aunque se aduzca el efecto amplificador de la longitud de la caña, pese a ello la resistencia del aire sobre el sedal y la mosca deberían imposibilitar los lanzamientos largos.

Este misterio lo ha resuelto mucha gente estudiando la física del lanzamiento. En los lanzamientos adelante interviene un sutil mecanismo que acelera el sedal y la mosca tras salir despedidos de la caña. Este mecanismo lo conoce todo pescador experimentado, pero Spolek demuestra la razón matemática de su eficacia.

Para explicarlo, seguiremos las fases de un lanzamiento adelante sin olvidar el análisis de Spolek. Comenzaremos por el final del balanceo atrás, punto en que el sedal se extiende recto hacia atrás. Cuando el pescador gira la mano y la mueve hacia adelante, la caña, flexible, se comba hacia atrás, demorando el movimiento hacia adelante de la punta de la misma, el sedal y la mosca. Una vez que comienzan a moverse, el sedal y la mosca poseen la misma velocidad que la punta de la caña hasta casi el final del movimiento de la caña. En cuanto el pescador reduce la velocidad de ésta para detenerla en su posición más adelantada, el sedal se desplaza a la velocidad que tenía cuando la velocidad de la punta de la caña era la máxima. Esta es la velocidad de lanzamiento.

Cuando la caña aminora de velocidad, el sedal va más rápido y vuela por encima de la punta, formando un bucle convexo hacia adelante. Entre este bucle y la punta, el sedal está inmóvil, pues lo está la punta. Entre el bucle y la mosca el sedal prosigue avanzando. Inicialmente, la mayor parte del mismo está por encima del bucle y se mueve, pero como éste lo hace a una velocidad mitad que la parte superior del sedal, la parte en cuestión atraviesa gradualmente el bucle y se detiene. Cuando el extremo del sedal llega al bucle la mosca latiguea y el sedal se estira. Desde ahí, mosca y sedal caen al agua.



2. Cómo produce la aceleración el bucle del sedal

En los lanzamientos largos el bucle es el mecanismo propulsor. Sirve para concentrar energía cinética en la porción de sedal, continuamente decreciente, situada por encima del bucle. Podemos estudiar la transmisión de energía empezando por la situación del sedal inmediatamente antes de que se forme el bucle. Su energía cinética vale entonces el producto de la mitad de su masa por el cuadrado de su velocidad (que es la velocidad de lanzamiento). Esta energía se la ha suministrado el pescador.

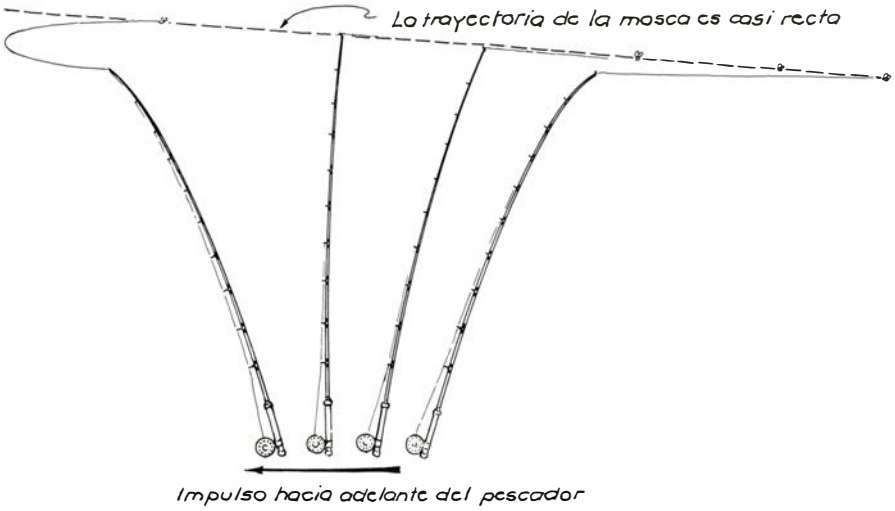
Para simplificar ignoremos, momentáneamente, la resistencia del aire sobre el sedal y la mosca. El sedal, una vez lanzado, no puede variar de energía cinética, pues sobre él no se realiza trabajo. Su energía cinética permanece constante. Pero, como decrece la cantidad de masa en movimiento, la velocidad debe aumentar al objeto de que se conserve la energía cinética. Por tanto, la parte de sedal por encima del bucle, y la mosca a éste unida, se aceleran hacia adelante. Esa aceleración no cesa hasta que el extremo del sedal atraviesa el bucle. El lanzamiento de la mosca es, de hecho, un caso de conservación de energía cinética en el que se produce aceleración a medida que disminuye la cantidad de masa en movimiento.

Spolek considera de qué modo el aire altera este sencillo modelo. La resistencia disminuye la aceleración porque el sedal y la mosca pierden energía al moverse, ya que realizan trabajo sobre el aire que hienden; pero esa pérdida no basta para impedir un lanzamiento largo.

Buena parte de la resistencia del aire sobre el sedal procede de la gran sección transversal que el bucle presenta al aire. Los pescadores expertos saben que un lanzamiento preciso y de buen alcance requiere que se forme un bucle de poco diámetro (algo menos de un metro). Un bucle mayor comporta mayores pérdidas de energía y lanzamientos más cortos y menos precisos. ¿Le es posible al pescador rebajar el diámetro del bucle hasta menos de un metro? Posiblemente no, ya que la flecha de la caña, al mecerse en torno a su posición de reposo final, lo agranda.

Para examinar la mecánica de los lanzamientos Spolek calculó la velocidad de salida o de lanzamiento necesaria cuando el sedal tiene una longitud de 20 metros y la velocidad final de la mosca es de 30 metros por segundo antes de chasquear. Admitió que el sedal tenía una densidad uniforme con una masa característica de este tipo de cordeles. Supuso, asimismo, que el bucle fuese de noventa centímetros. Encontró que, despreciando la resistencia del aire, el sedal y la mosca debían tener una velocidad de salida de unos seis metros por segundo.

Spolek hizo también cálculos en torno a un aparejo llamado sedal de doble conicidad. Este es estrecho y de diámetro uniforme a lo largo de los primeros sesenta centímetros, luego aumenta de diámetro continuamente a lo largo de los 3 metros siguientes para



3. Movimiento de la mosca en un lanzamiento adelante

convertirse después en uniforme. En los primeros nueve metros su masa es la misma que la de un sedal uniforme. Spolek encontró que la velocidad de salida para este sedal y su mosca era inferior a los seis metros por segundo. Como el diámetro del sedal de doble conicidad decrece hacia el extremo, la cantidad de masa en movimiento decrece más rápido que si el sedal fuese uniforme. Si en ambos casos la velocidad final es de 30 metros por segundo, la mayor aceleración que proporciona el de doble conicidad requiere una velocidad de lanzamiento menor.

Cuando Spolek incluyó en sus cálculos la resistencia del aire, descubrió algunos cambios interesantes en la aceleración. Si la mosca está unida a un sedal uniforme, debe lanzarse a más de 30 metros por segundo para que alcance una velocidad de 30 metros por segundo. Más interesante es su descubrimiento de que, al principio, la velocidad decrece gradualmente y luego, cerca del fin de la trayectoria, aumenta rápidamente hasta su valor final. Estas variaciones las explica Spolek en función de la pugna entre la concentración de energía cinética en la masa móvil decreciente y la disipación de energía por la resistencia del aire. Inmediatamente después de formarse el bucle, el ritmo al que se pierde energía por la resistencia del aire es mayor que el ritmo al que se concentra energía. Sedal y mosca aminoran entonces de velocidad. Pero hacia el final del lanzamiento comienza a predominar el ritmo de concentración de energía y ambos se aceleran.

Un sedal de doble conicidad que sufra la resistencia del aire necesita una velocidad de lanzamiento mayor que un sedal uniforme. Como en el caso de éstos, la velocidad del sedal y la mosca disminuye inicialmente, pero hacia el final del lanzamiento aumenta repentinamente y luego decrece. Aceleración que algunos pescadores llaman "tirón", por la acción de la mosca sobre el sedal.

Para sus cálculos Spolek ha ideado dos sedales experimentales conificados en toda su longitud. A lo largo de los nueve primeros metros los dos tienen la misma masa que el sedal uniforme. En uno de ellos, llamado sedal de conificado largo, la variación de diámetro por unidad de longitud es igual que en el de doble conicidad. En el otro, llamado sedal de conificado experimental, la conificación es más gradual. Según los cálculos de Spolek, la velocidad de la mosca del extremo de un sedal de conificado largo aumenta primero y luego disminuye hacia el final del vuelo. Cuando se emplea un sedal experimental, la velocidad de la mosca aumenta durante todo el trayecto.

Con el sedal de conificado largo la mosca requiere la mínima velocidad de lanzamiento y sólo un poco más con el experimental. Ambas son menores que la velocidad final de 30 metros por segundo. Con los sedales uniforme y de doble conicidad las velocidades de lanzamiento exceden de la final. Pero estas diferencias quizá no tengan especial relevancia, pues todas las velocidades de lanzamiento caen dentro de la capacidad del pescador.

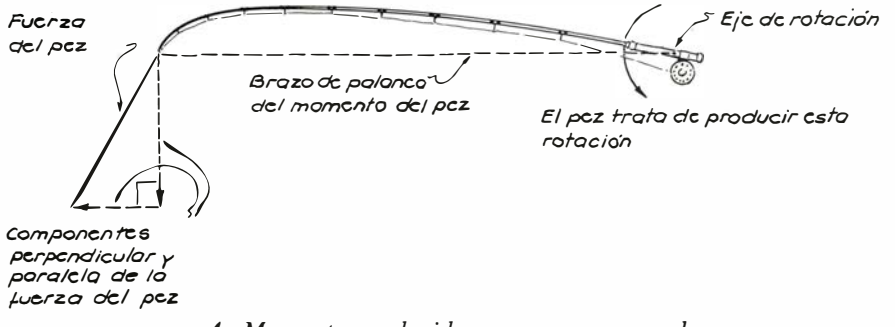
Un dato más importante podría ser la energía que el pescador debe comunicar al sedal. Si durante una excursión realiza muchos lanzamientos, su deseo será minimizar la energía requerida en cada uno. Spolek ha calculado que el sedal uniforme precisa de la energía mínima, seguido (en este orden) del conificado experimental, el de doble conicidad y el de conificado largo. Este último necesita casi el doble de energía que el uniforme.

El análisis de Fry trata de la dinámica del sedal y la caña durante el impulso hacia adelante. Su modelo consiste en una fuerza externa (del pescador) que comprime un resorte (la caña) unido a una masa (la de la caña). El resorte impulsa hacia adelante una segunda masa (el sedal).

La dinámica de este modelo puede examinarse sólo aproximadamente. Una gran parte de su complicación proviene de la resistencia del aire, que afecta a la caña cuando ésta se mueve hacia adelante y también cuando oscila al comienzo y al final de ese movimiento.

Durante el impulso hacia adelante la fuerza sobre la caña aumenta rápidamente y después disminuye. Inicialmente, la resistencia sobre el sistema es pequeña porque todos sus componentes se mueven despacio. Pero, conforme aumenta la velocidad, crece la resistencia. Fry ha encontrado que, a mitad de camino del impulso adelante, una buena parte de la energía comunicada por el pescador se gasta en acelerar el sedal, mientras que se consume algo menos en acelerar la caña. En la resistencia del aire sobre la caña se disipa mucha menos energía, y menos aún en la resistencia del aire sobre el sedal.

Mosser y Buchman han estudiado cómo ejecutar un lanzamiento adelante para transmitir al sedal y la mosca una gran dosis de energía. Así, si el balanceo atrás no ha dirigido el sedal derecho hacia la retaguardia, parte del mo-



4. Momento producido por un pez apresado

vimiento adelante de la caña se desperdiciará en estirarlo y el pescador dispondrá de menos tiempo para realizar trabajo y comunicarle energía. Otro error corriente es rotar la caña sin impulsarla hacia adelante. En este caso el sedal y la mosca describen un arco y no una línea recta, con lo que el trabajo sobre ellos volverá a ser menor y obtendrán menos energía cinética.

Es creencia de algunos aficionados que la flexión hacia atrás de la caña durante el último balanceo atrás almacena energía en ella, posibilitando que funcione a modo de arco. Según estudios realizados por Mosser, Buchman y Fry, no es mucha la cantidad de esa energía almacenada que acaba como energía cinética del sedal y la mosca.

Ahora bien, en los balanceos adelante, la flexión de la caña sí cumple una sutil función, permitiendo que el sedal y la mosca sigan una trayectoria casi horizontal e incrementando el rendimiento del esfuerzo del pescador. En efecto, si la mosca describe un arco, parte del esfuerzo se gastará en tirar de ella hacia arriba y luego hacia abajo, a lo largo del arco, trayectoria ésta que le priva de velocidad adelante.

El tamaño correcto de una caña lo determina en parte el pez a capturar y, además, la comodidad. La ventaja de una caña larga estriba en que, para un movimiento adelante dado de la mano del que la maneja, la punta recorre una distancia mayor que con una caña más corta. De este modo el pescador dispondrá de más tiempo para actuar sobre el sedal y la mosca, comunicándoles más energía cinética. El inconveniente de una caña larga es que cuesta más moverla y hacerla girar. Y si es demasiado larga, el pescador se ve obligado a manejarla con una lentitud excesiva para los lanzamientos. Habitualmente el dilema se resuelve eligiendo una caña que suponga un compromiso adecuado entre ambos extremos.

Cuando hay un pez en el sedal, ¿qué determina la fuerza que se ejerce sobre el anzuelo? ¿Depende de la longitud y la flexión de la caña? Sostiene Mosser que la flexión no determina la fuerza sobre el anzuelo y que una caña larga quizá represente un inconveniente a la hora de porfiar con un pez vigoroso. Si el tirón de éste sobrepasa la resistencia total del sedal, el carrete largará una longitud adicional. En ese momento se dice que el pez "corre". Cuando esto ocurre, la fuerza sobre el anzuelo supera a la resistencia del sedal, pero por lo demás la fuerza jamás será mayor que la resistencia, por mucho que se flexione la caña.

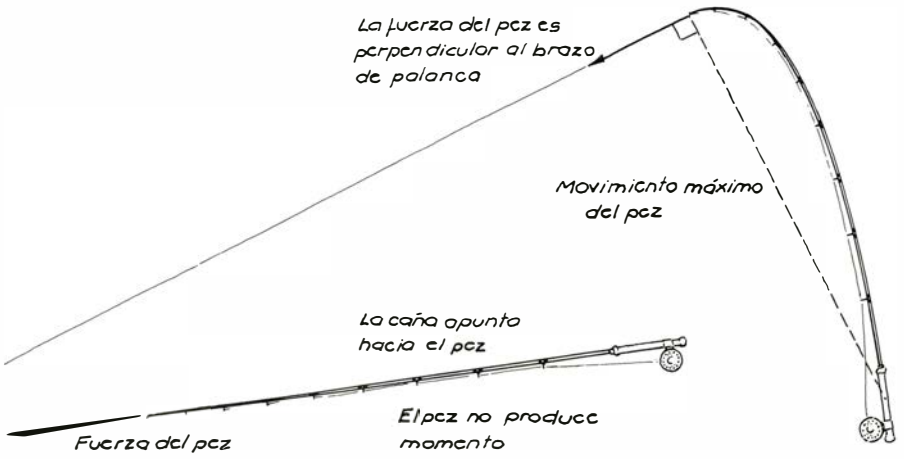
Con un pez en el sedal el pescador siente un tirón directo y un momento de giro que tiende a rotar la caña en torno a un eje contiguo a su mano. El brazo de palanca de ese momento de giro es una recta que va desde el eje de rotación, en la empuñadura, hasta la punta de la caña, donde está aplicada la fuerza ejercida por el pez. Esta podemos separarla en dos componentes, una paralela al brazo de palanca y la otra perpendicular al mismo. Es esta componente perpendicular la que produce el momento de giro, cuyo valor es el producto de dicha componente por el brazo de palanca.

El valor de las componentes la determinan dos factores: la fuerza que ejerce el pez y la orientación del tirón con respecto al brazo de palanca. Si el pescador apunta la caña hacia el pez, se anulará el momento al no actuar sobre la caña una componente de fuerza perpendicular. En este caso toda la fuerza que ejerce el pez se aplica paralelamente al brazo de palanca, y el pescador tira en sentido contrario para retener la caña. Si el pescador gira la caña hacia la vertical, de tal modo que la fuerza del pez actúe por completo perpendicularmente al brazo de palanca, el momento de giro será máximo.

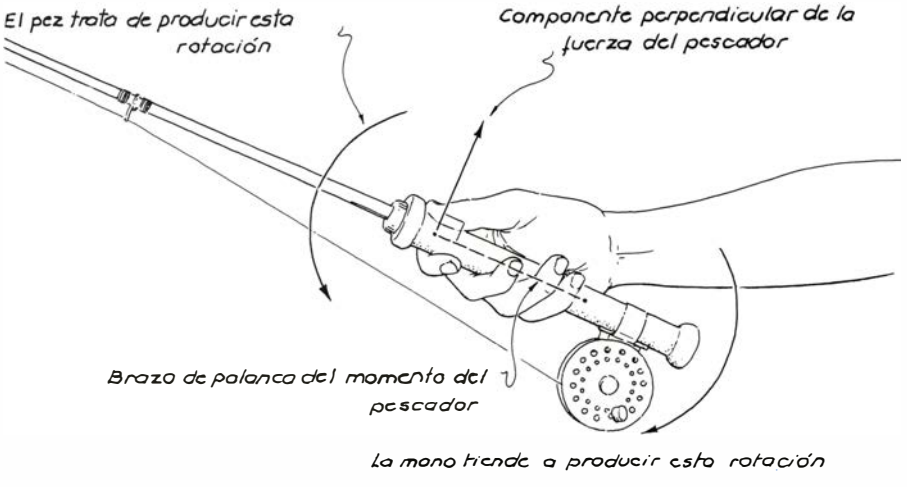
Para retener la caña el pescador debe resistir tanto el tirón como el momento de giro creados por la presa. Para contrarrestar el momento deberá generar otro momento que trate de hacer girar la caña en sentido contrario. Este momento lo produce una fuerza que se genera en su mano. Pero el brazo de palanca asociado a esta fuerza es corto, pues la mano está cerca del punto en torno al cual los momentos tienden a rotar la caña. Entonces, como el brazo de palanca es corto, el pescador deberá desarrollar una fuerza grande para que su momento iguale al del pez. En este punto la flexión de la caña cumple la función de reducir el brazo de palanca afecto al momento del pez y, por tanto, de reducir también el momento que debe aportar el pescador.

Si tiene que habérselas con un pez grande que tire con fuerza, una caña larga significará que el pez producirá un momento muy grande. Para reducirlo, el pescador empleará otra caña más corta que limite el brazo de palanca.

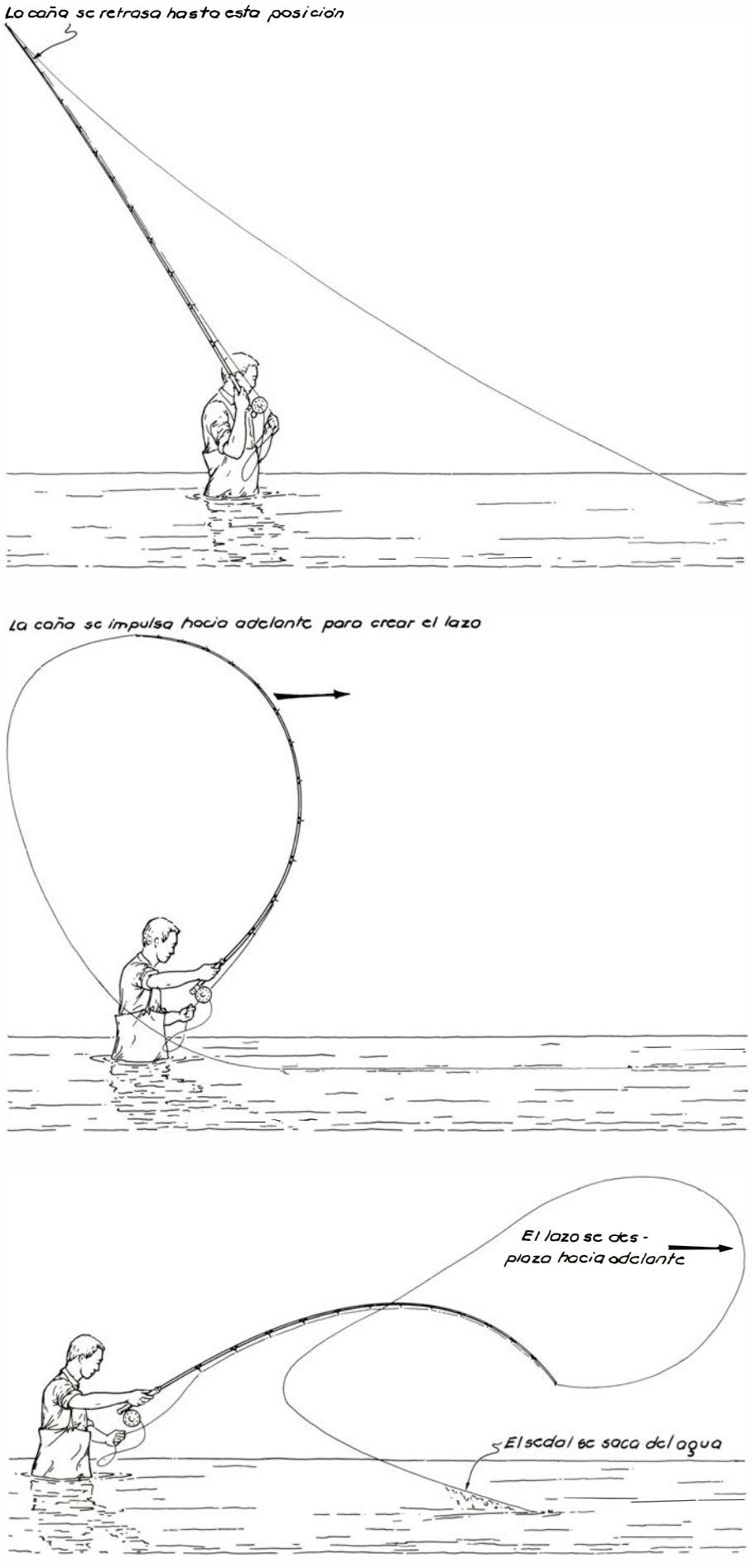
Para recoger la captura, se acostum-



5. Efecto de la posición de la caña sobre el momento



6. Momento producido por el pescador



7. Lanzamiento rodado

bra a girar la caña hasta la vertical, al objeto de atraer el pez hacia sí. Luego, a la vez que se baja la caña, se retira sedal con el carrete. Estas operaciones las repite el pescador, acercando el pez cada vez que levanta la caña y dejándolo en el mismo sitio cada vez que la baja. Así va generando el trabajo necesario para mover el pez a través del agua.

Pero quedan muchas cuestiones pendientes relativas a la física de la pesca al lanzado. Por ejemplo, pueden estudiarse otros tipos de sedal existentes en el mercado, o bien, como Spolek, idear alguno nuevo. Puedo sugerir, asimismo, el estudio del análisis de Mosser y Buchman acerca del modo en que la flexibilidad de la caña, el llamado efecto caña, influye en el lanzamiento. Si la caña es sumamente flexible y vibra al final del lanzamiento, ¿se altera la transmisión de energía al sedal?

Un tema podría ser también el estudio de otros tipos de lanzamiento. Mosser y Buchman han analizado un lanzamiento con cebo en el cual el impulso hacia adelante de un cebo de cierto peso se aprovecha para extraer sedal del carrete. ¿Proporciona energía cinética para lanzar el cebo la flexión de la caña durante el balanceo atrás? ¿Cómo debe moverse correctamente la mano en este lanzamiento?

Me intriga, además, el lanzamiento rodado, que nadie parece haber analizado matemáticamente. Este se emplea cuando a la espalda hay obstáculos que impiden realizar el balanceo atrás que les he descrito. Tras extender cuatro o cinco metros de sedal sobre el agua, con la punta de la caña en una posición adelantada y a nivel de los ojos, se iza la caña hasta una posición casi vertical y levemente retrasada. Durante este movimiento, conforme el sedal sale parcialmente del agua, pasa junto al pescador arqueándose hacia atrás. Entonces, el pescador adelanta rápidamente la punta de la caña. Este gesto crea un lazo, o bucle completo, que se desplaza hacia la mosca, de tal modo que cuando llegue a ésta el sedal se hallará enteramente tendido por delante del pescador.

¿Cómo se mantiene el lazo al viajar por el sedal? ¿Qué se hace de la energía que el pescador comunica al sedal? ¿Cómo varía la velocidad del sedal en la parte superior del lazo cuando éste se mueve? Cuando el lazo llega a la mosca, ¿sale más sedal de la caña? ¿Qué papel desempeña en el lanzamiento la tensión superficial del agua? Mosser, Buchman, Fry, Spolek y yo recibiremos gustosos sus noticias.

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

DEPOSITOS CRIOGENICOS DE HORMIGON PRETENSADO

CONCRETE AND CRYOGENICS. F. H. Turner. Cement and Concrete Association, 1979.

PRESTESSED CONCRETE FOR THE STORAGE OF LIQUEFIED GASES. A. S. G. Bruggeling. Cement and Concrete Association, 1981.

CRYOGENIC BEHAVIOUR OF MATERIALS FOR PRESTRESSED CONCRETE. M. Elices, F. S. Rostasy, W. M. Faas y G. Wiedemann. FIP, Wexham Springs; Slough, 1982.

LOS SATELITES DE URANO, NEPTUNO Y PLUTON

OUT OF THE DARKNESS: THE PLANET PLUTO. Clyde W. Tombaugh y Patrick Moore. Stackpole Books; Harrisburg, Pennsylvania, 1980.

THE OUTER SOLAR SYSTEM. David Morrison y Dale P. Cruikshank en *The New Solar System,* dirigido por J. Kelly Beatty, Brian O'Leary y Andrew Chaiken. Cambridge University Press y Sky Publishing Corporation, 1983.

PHYSICAL PROPERTIES OF THE URANIAN SATELLITES. R. H. Brown en *Uranus and Neptune*. NASA Conference Publication No. 2330; 1984.

EL NUEVO SISTEMA SOLAR. Varios. Libros de *Investigación y Ciencia.* Prensa Científica, S. A., Barcelona, 1985.

OUTER PLANET SATELLITES. D. P. Cruikshank y R. H. Brown en *Natural Satellites,* dirigido por J. A. Burns y D. Morrison. University of Arizona Press. En prensa.

LIMITACIONES FISICAS FUNDAMENTALES DE LOS PROCESOS DE COMPUTO

IRREVERSIBILITY AND HEAT GENERATION IN THE COMPUTING PROCESS. R. Landauer en *IBM Journal of Research and Development,* vol. 5, n.º 3, páginas 183-191; julio, 1961.

CONSERVATIVE LOGIC. Edward Fredkin y Tommaso Toffoli en *International Journal of Theoretical Physics,* vol. 21, n.os 3/4, págs. 219-253; abril, 1982.

THE THERMODYNAMICS OF COMPUTATION —A REVIEW. Charles H. Bennett en *International Journal of Theoretical Physics,* vol. 21, n.º 12, págs. 905-940; diciembre, 1982.

FUNDAMENTAL PHYSICAL LIMITATIONS OF THE COMPUTATIONAL PROCESS. Rolf Landauer en *Annals of the New York Academy of Sciences,* vol. 426, págs. 161-170; 1985.

LA EVOLUCION DEL DARWINISMO

IS A NEW EVOLUTIONARY SYNTHESIS NECESSARY? G. Ledyard Stebbins y Francisco J. Ayala en *Science,* vol. 213, n.º 4511, págs. 967-971; 28 de agosto de 1981.

PERSPECTIVES IN EVOLUTION. Dirigido por Roger Milkman. Sinauer Associates, Inc., 1982.

EVOLUTION OF GENES AND PROTEINS. Dirigido por Masatoshi Nei y Richard K. Koehn. Sinauer Associates, Inc., 1983.

EVOLUTION: AN INTEGRATING PRINCIPLE FOR THE MODERN SYNTHESIS. G. L. Stebbins en *Experientia,* vol. 39, n.º 8, págs. 823-824; 15 de agosto de 1983.

RECONOCIMIENTO QUIMIOSENSORIAL DE LA INDIVIDUALIDAD GENETICA

CONTROL OF MATING PREFERENCES IN MICE BY GENES IN THE MAJOR HISTOCOMPATIBILITY COMPLEX. K. Yamazaki, E. A. Boyse, V. Mike, H. T. Thaler, B. J. Mathieson, J. Abbott, J. Boyse, Z. A. Zayas y L. Thomas en *The Journal of Experimental Medicine,* vol. 144, n.º 5, págs. 1324-1335; 1 de noviembre de 1976.

DISTINCTIVE URINARY ODORS GOVERNED BY THE MAJOR HISTOCOMPATIBILITY LOCUS OF THE MOUSE. M. Yamaguchi, K. Yamazaki, G.K. Beauchamp, J. Bard, L. Thomas y E. A. Boyse en *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America,* vol. 78, n.º 9, págs. 5817-5820; septiembre, 1981.

THE SENSORY PERCEPTION OF GENOTYPIC POLYMORPHISM OF THE MAJOR HISTOCOMPATIBILITY COMPLEX AND OTHER GENES: SOME PHYSIOLOGICAL AND PHYLOGENETIC IMPLICATIONS. Edward A. Boyse, Gary K. Beauchamp y Kunio Yamazaki en *Human Immunology*, volumen 6, páginas 177-183; 1983.

SENSORY DISTINCTION BETWEEN $H\text{-}2^b$ AND $H\text{-}2^{bm1}$ MUTANT MICE. K. Yamazaki, G.K. Beauchamp, I.K. Egorov, J. Bard, L. Thomas y E. A. Boyse en *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America,* vol. 80, n.º 18, págs. 5685-5688; septiembre, 1983.

LOS PALACIOS MINOICOS

THE PALACES OF CRETE. James W. Graham. Princeton University Press, 1969.

ZAKROS: THE DISCOVERY OF A LOST PALACE OF ANCIENT CRETE. Nicholas Platon. Charles Scribner's Sons, 1971.

THE AEGEAN CIVILIZATIONS. Peter Warren. Elsevier-Phaidon, 1975.

PALACES OF MINOAN CRETE. Gerald Cadogan. Methuen, Inc., 1980.

AGUA FOSIL BAJO LA PENINSULA SINAI-NEGEV

ON THE ANCIENT WATER OF THE UPPER NUBIAN SANDSTONE AQUIFER IN CENTRAL SINAI AND SOUTHERN ISRAEL. A. Issar, A. Bein y A. Michaeli en *Journal of Hydrology,* vol. 17, n.º 4, págs. 353-374; diciembre, 1972.

DESERT ISOTOPE HYDROLOGY: WATER RESOURCES OF THE SINAI DESERT. Joel R. Gat y Arie Issar en *Geochimica et Cosmochimica Acta,* vol. 38, págs. 1117-1131; julio 1974.

CHEMICAL COMPOSITION OF RAINWATER AND FLOODWATERS IN THE NEGEV DESERT, ISRAEL. R. Nativ, A. Issar y J. Rutledge en *Journal of Hydrology,* vol. 62, n.os 1/4, págs. 201-223; abril, 1983.

LAS ASCLEPIAS Y SUS VISITANTES

THE NORTH AMERICAN SPECIES OF *ASCLEPIAS*. Robert E. Woodson, Jr., en *Annals of the Missouri Botanical Garden,* vol. 41, n.º 1, págs. 1-211; febrero, 1954.

CONTRIBUTIONS OF DIURNAL AND NOCTURNAL INSECTS TO THE POLLINATION OF COMMON MILKWEED (*ASCLEPIAS SYRIACA* L.) IN A POLLEN-LIMITED SYSTEM. Douglass H. Morse y Robert S. Fritz en *Oecologia,* vol. 60, n.º 2, págs. 190-197; 1983.

THE PARTITIONING OF POLLINATORS AMONG THREE SPECIES OF *ASCLEPIAS*. Susan R. Kephart en *Ecology,* vol. 64, n.º 61, págs. 120-133; febrero, 1983.

TALLER Y LABORATORIO

ON THE DYNAMICS OF A BULL WHIP. B. Bernstein, D.A. Hall y H.M. Trent en *The Journal of the Acoustical Society of America,* vol. 30, n.º 12, págs. 1112-1115; diciembre, 1958.

THE DYNAMICS OF A FLYCAST. Ed. Mosser y William W. Buchman, en *The Flyfisher,* vol. 13, n.º 4, págs. 5-9; 1980.

Taller y laboratorio

Aspectos de la física térmica expuestos con simples útiles de cocina campestre

Jearl Walker

La cocina al aire libre puede ser una de las partes agradables de la acampada o la clave para sobrevivir en caso de apuro. Pero también nos depara algo en que pensar en torno a la física térmica: de qué modo puede transmitirse el calor desde un foco calorífico a los alimentos. Este mes vamos a examinar varios métodos para cocinar a la llama y a la brasa de carbón o con briquetas de carbón de encina. Son técnicas que necesitan muy pocos utensilios, si es que se precisan algunos.

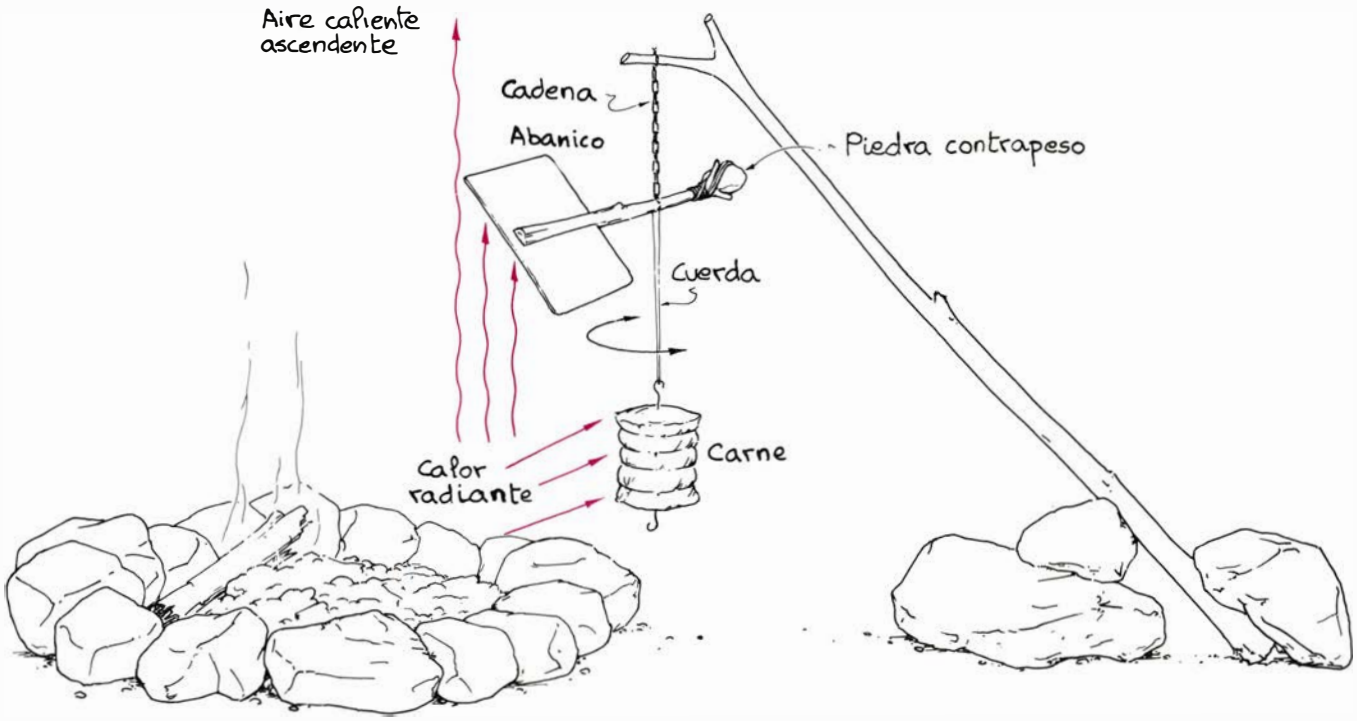
En todo procedimiento de cocina subyacen algunos conceptos básicos de física térmica. En uno de ellos interviene lo que entendemos por calor y temperatura. A cualquier temperatura por encima del cero absoluto, átomos y moléculas se mueven al azar. Si la sustancia es un sólido, ese movimiento se compone de rotación y vibración. Si es un gas o un líquido, se añade el movimiento aleatorio de átomos y moléculas al trasladarse en línea recta, para chocar entre sí y luego volver a recorrer líneas rectas.

Al calentar una sustancia, el calor representa una energía adicional que se comunica a ese movimiento al azar, o movimiento estocástico. La temperatura constituye, así, una medida de la cantidad de energía contenida en el movimiento estocástico. Entonces, cuando se calienta una sustancia, aumenta su temperatura y decimos que está más caliente. El calor incrementa la energía del movimiento estocástico de los átomos y moléculas del alimento y, con ello, éste se asa sufriendo determinados cambios químicos y físicos.

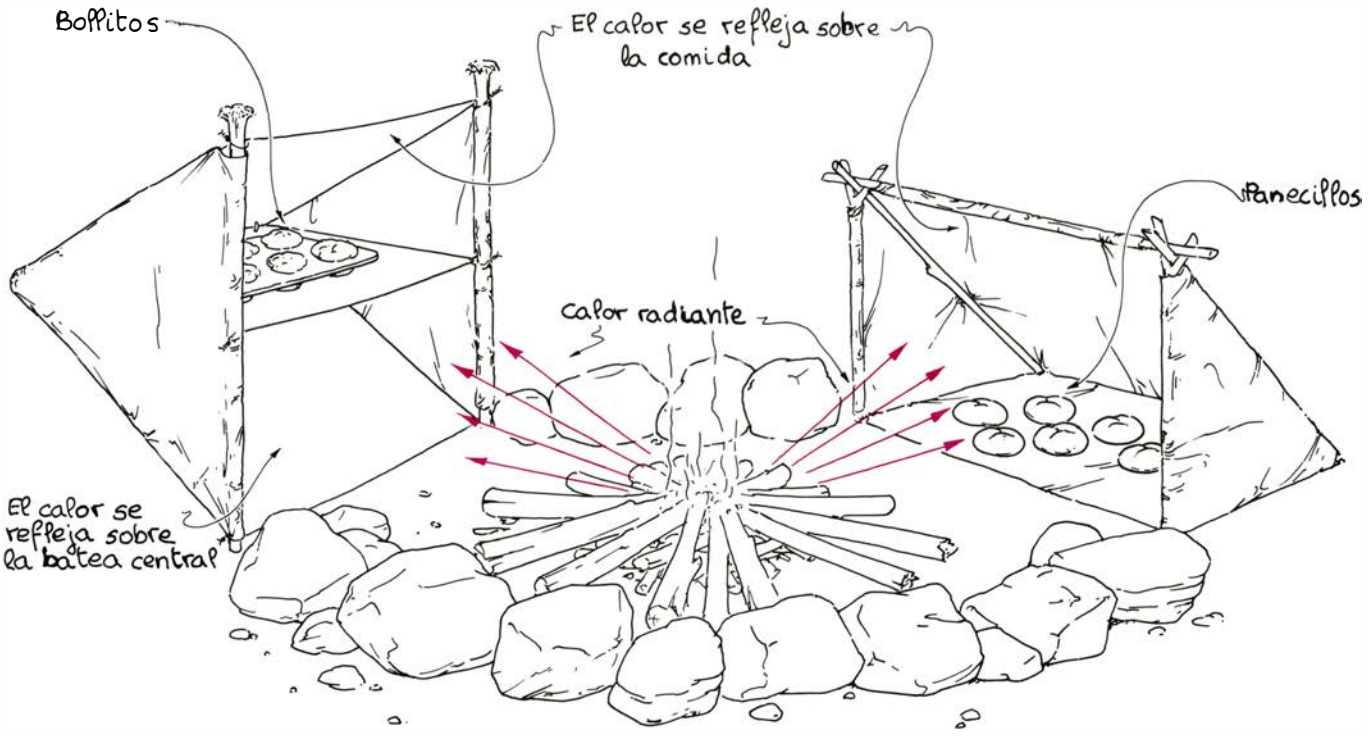
La transmisión de energía calorífica se realiza mediante tres mecanismos fundamentales: conducción, convección y radiación. En la conducción, el calor se transfiere merced a los choques atómicos, a través de algún material intermedio: una cacerola o una sartén. Conforme se caldea la superficie externa del metal, aumenta la energía del movimiento estocástico de los átomos de esa parte. Estos chocan con los átomos algo más profundos, cediéndoles parte de la energía cinética procedente del foco calorífico. La energía termina por llegar a los átomos de la superficie interior, chocan contra los del alimento y lo calientan. La conducción prosigue en tanto la temperatura del foco calorífico sea superior a la de la comida.

La convección tiene lugar gracias a la corriente ascendente de un fluido caldeado, sea éste líquido o gas. En este caso el calor aumenta la energía del movimiento estocástico del fluido y disminuye la densidad de éste. Con ello el fluido circundante, más frío y más denso, empuja hacia arriba al fluido caliente. Este pasa entonces alrededor del alimento, y sus átomos y moléculas chocan con los de la superficie del mismo, cediéndoles energía.

En el mecanismo por radiación se desarrolla la emisión y absorción de ondas electromagnéticas. Aquí el foco calorífico es, en realidad, un manantial luminoso. En efecto, la superficie de un foco calorífico, como es el carbón en combustión, emite luz dentro de las zonas infrarroja y visible del espectro electromagnético. Dado que la luz posee energía, tal emisión constituye una radiación de energía. Entonces, cuando esa luz la absorben los átomos y moléculas de la superficie del alimento, aumenta la energía del movimiento es-



1. Asador "dingle"



2. Dos montajes de horno de reflexión

tocástico de éstos, al igual que la temperatura de tal superficie. Por tanto, para calentar por radiación hace falta que la comida absorba parte de la luz (primordialmente la infrarroja) emitida por el foco calorífico.

Muchas técnicas para cocinar en fogatas se basan en más de uno de los procedimientos de transmisión de calor citados. Por ejemplo, hay fuegos que pueden calentar una cazuela metálica tanto por convección de aire caliente como por radiación luminosa. Luego, a medida que se calienta el metal, éste conduce energía hasta la comida. La superficie de ésta se calienta y, entonces, también por conducción, el calor penetra en la misma.

La manera más sencilla de asar carne y otras viandas consiste en ensartarlas en un palo o arrollarlas alrededor y, después, suspenderlas sobre el fuego o las brasas. La carne se calienta por convección de aire caliente y por radiación de las superficies calientes de las brasas y de las zonas calientes de las llamas. Podemos ahorrar esfuerzos sujetando el palo por encima del fuego o suspendiéndolo de un lado a otro de éste mediante palos ahorquillados e hincados en el suelo.

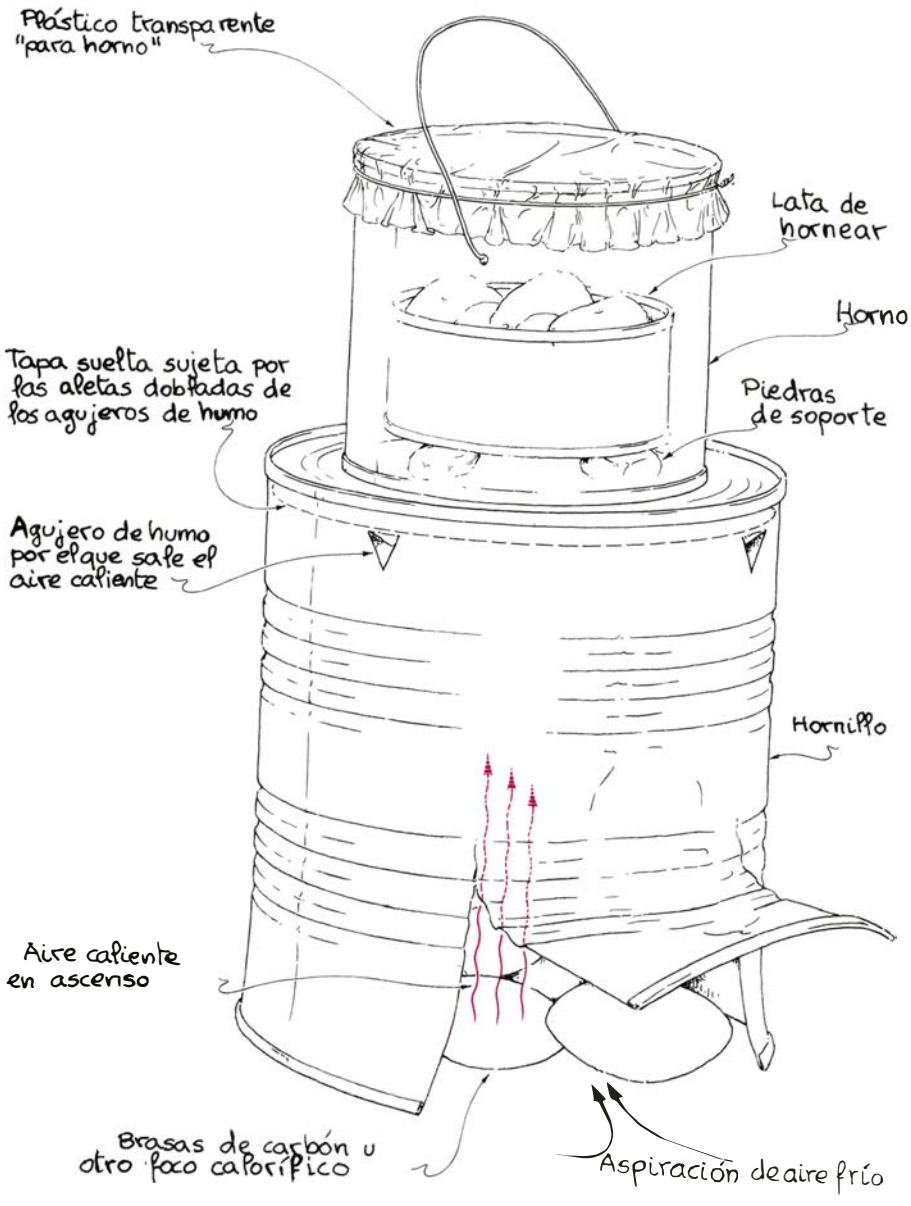
Hay que dar vueltas a la pieza de carne suspendida sobre el fuego, puesto que sólo el costado enfrentado al fuego recibe los efectos del aire caliente ascendente y la radiación. Cierto montaje, llamado *dingle* en razón, quizá, de que ciertos cobertizos madereros reciben ese nombre, facilita mucho las cosas en estos casos. Se construye sujetando una cadena corta al extremo superior de un palo inclinado y fijo en el suelo desde fuera del perímetro de la fogata. Se suspende luego la carne de la cadena mediante una cuerda provista de un gancho que se hunda en un extremo de la carne. A la cuerda se ata un palo corto. A un extremo del palo se fija un abanico hecho de alambres o ramas enrollados en papel de aluminio u hojas. Al otro extremo se sujeta una piedra pequeña para contrapesar al abanico. El plano de éste se orienta levemente desviado de la vertical y todo el conjunto se dispone de modo que el abanico se encuentre en el aire caliente que sube de la fogata. Así, la carne no se hallará en la corriente convectiva pero sí expuesta a la radiación.

El aire caliente ascendente actúa contra la cara inferior del abanico y esa fuerza lo moverá hacia un lado, retorciendo la cadena y rotando la carne. Cuando el abanico se encuentre fuera de la corriente convectiva, la cadena se recuperará y rotará la carne en sentido contrario. Pero se rebasará la posición original y la cadena volverá a retorcerse. Este ciclo se repite indefinidamente y expone a la radiación aproximadamente la mitad de la carne. Pasado un rato se invierte la pieza de asado y se cuelga de un gancho puesto en el otro extremo al objeto de exponer a la radiación la otra mitad.

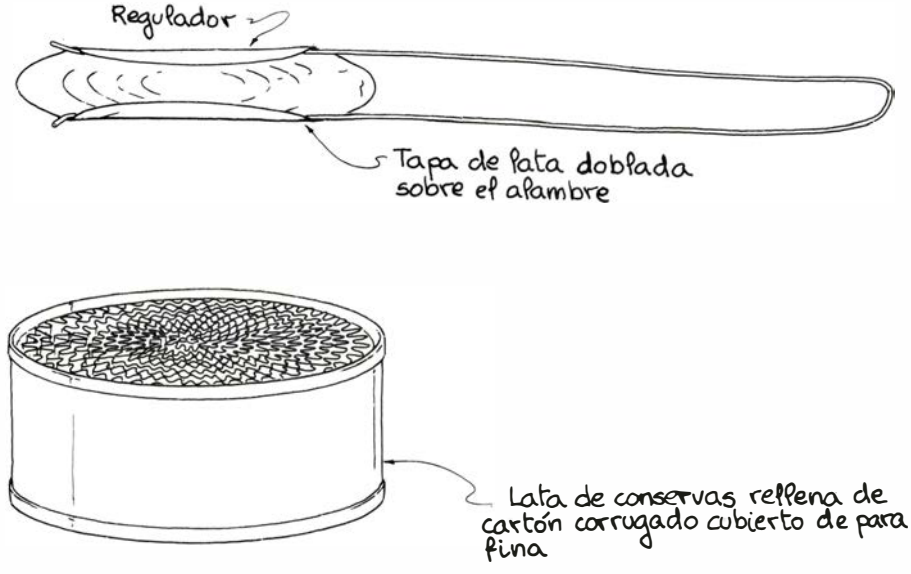
Para freír puede construirse un hornillo a partir de una lata grande vacía. Quítese una de las tapas y recórtese una solapa en el extremo abierto. Esta solapa se dobla hacia fuera. La tapa suelta se introduce en la lata hasta apoyarla contra la otra tapa. Luego, con un abrelatas (de los que hacen agujeros triangulares) o una navaja, recórtense orejetas en varios puntos cercanos a la boca cerrada. Empújense esas orejetas hacia el interior de la lata de modo que sujeten la tapa suelta cerca de la boca cerrada. Colóquese entonces la boca abierta de la lata encima de un foco calorífico, con lo que podremos utilizar la tapa superior a guisa de superficie en la que freír huevos, tocino y demás.

La lata funciona cual si de una chimenea se tratara, puesto que el aire que se aspira a través de la solapa abierta en el fondo remplaza al aire caliente que se eleva hacia arriba y que sale por los orificios superiores. O sea, en el seno de la lata se organiza una intensa corriente de aire que atiza el fuego y lo mantiene vivo.

Este hornillo podría construirse sin necesidad de fijar la tapa suelta junto a la parte superior. Ahora bien, esa tapa facilita que la temperatura se mantenga casi uniforme en toda la superficie de cocción. Sin ella, la porción de dicha superficie situada en la vertical del foco calorífico estaría más caliente que el resto, ya que recibe más radiación. Su finalidad es caldear la pequeña capa de aire que tiene encima, transmitiendo



3. Horno instalado sobre un hornillo de lata



4. Mechero "buddy" con su regulador

calor a la superficie de cocción uniformemente tanto por conducción como por convección.

Sirve de foco calorífico para este hornillo el mechero "buddy", una pequeña lata llena de cartón corrugado sobre el que se ha derramado parafina caliente. Cuando se va a utilizar, la parafina está sólida. Con una cerilla se funde y vaporiza parte de la misma y ese vapor arde después. La llama consiguiente funde más parafina, que es arrastrada a la parte superior del cartón, donde se vaporiza y arde. El cartón arde también, pero despacio, como la mecha de una vela. Cubriendo parte del mechero puede colocarse un regulador que atempere el proceso si el hornillo se calienta en exceso. El regulador se hace plegando la tapa de la lata sobre un trozo de alambre doblado.

Las briquetas de carbón de encina sirven también perfectamente de foco calorífico, pero cuesta prenderlas. Una solución fácil es meterlas en una lata que haga de chimenea. Para ello se toma una lata desprovista de tapas y se le perforan orejetas junto a una de las bases. Esas orejetas se doblan hacia dentro y por ellas se introducen rollitos de periódico de suerte tal que el papel quede sujeto. La lata se coloca entonces encima de una roca, con el papel hacia abajo y de forma que quede un espacio libre entre la base y el suelo. Se introducen las briquetas en la lata y se prende el papel. Así, las llamas arrastrarán aire hacia el fondo de la lata para que remplace al que asciende a través de las briquetas hacia el exterior. Esa intensa corriente de aire hará que prendan las briquetas. Cuando se haya consumido el papel y las briquetas comiencen a caer al suelo se levanta la lata y ya tenemos nuestro fuego de cocina.

Este hornillo de lata de conservas puede convertirse en horno mediante dos latas más y algunas piedras planas. Una de las latas será mayor que la otra, pero no más ancha que la parte superior del hornillo. A la lata pequeña se le quita una de las tapas y las dos a la otra. Con plástico transparente se cubre una de las bocas abiertas de la lata grande, que se sujeta con un trozo de alambre. Con otro trozo de alambre se confecciona un asa para la primera. El plástico a utilizar es de un tipo elaborado especialmente para cocinar al horno, que no se funde a las temperaturas propias de éste.

Sobre el hornillo se depositan las piedras y, sobre éstas, la lata pequeña con el extremo abierto hacia arriba. Colocamos encima la lata grande con el plástico en la parte de arriba. Tal

conjunto es un horno donde pueden cocinarse alimentos dentro de la lata pequeña y donde el plástico hace de ventana.

Los cocineros campestres pueden elegir entre más hornos con medios elementales. Uno de ellos se consigue colocando una lata pequeña encima de varias piedras planas dispuestas en el suelo y poniendo sobre ella una lata mayor. (De ésta se quita una de las tapas, pero se deja la otra.) Sobre la tapa y en torno a los costados de la lata grande se apilan fragmentos de carbón o briquetas. Entonces, cuando esa lata se calienta, lo hace también el aire atrapado en su interior, organizándose una corriente de aire caldeado alrededor de la lata pequeña, que será donde está la comida.

Es asimismo posible cocer o rustir alimentos envolviéndolos en pan de aluminio grueso y poniéndolos directamente sobre las brasas. Puede servirnos de ayuda amontonar lodo sobre el papel. El lodo reduce algo el paso de oxígeno y hace que las brasas se quemen incompletamente, pero también retendrá el calor en tanto dure la combustión.

El inconveniente de esta técnica es que algunas porciones del alimento quizá se cuezan deprisa y se quemen. Para eliminar este riesgo, se envuelve el alimento en dos capas de pan de aluminio con varias capas de papel de periódico interpuestas. Así, el aire atrapado entre las capas, mal conductor del calor, rebaja la transmisión térmica; y, por otro lado, las bolsas de aire resultan excesivamente pequeñas para facilitar la convección.

Otro modo de proteger al papel de una transmisión de calor demasiado apresurada consiste en humedecer parte al menos del alimento. Entonces gran parte del calor se emplea en calentar y vaporizar el agua y el vapor cede calor al resto de la comida, cociéndola.

Una cáscara de naranja sirve admirablemente como recipiente donde cocer. Se rebana el tercio superior de una naranja grande. El resto de la fruta se vacía y se rellena parcialmente con la masa. La parte superior de la naranja vuelve a colocarse en su sitio y todo el conjunto se pone directamente sobre las brasas. La naranja hay que mantenerla derecha para que no se caiga la parte de arriba.

La masa se cuece merced al calor que atraviesa la cáscara de la naranja. Como la cáscara es gruesa y húmeda, no deja que el calor pase rápidamente; así queda protegida la masa contra el recalentamiento en las partes donde la naranja toca las brasas. En vez de una naranja puede emplearse una manzana o un plátano. De un modo análogo puede utilizarse una cebolla grande para cocer un huevo o pequeños trozos de carne.

5. Cómo hacer que prendan las briquetas de carbón de encina

Podemos guisar con un horno de reflexión que aproveche el calor radiado por una fogata de campamento. Este horno se construye con pan de aluminio o placas metálicas (tales como las de una lata de galletas) soportadas por palos. En la versión más simple se coloca la comida encima de un papel plano de aluminio y se dispone otro papel formando un ángulo con el primero de modo que refleje el calor hacia la comida.

Ordinariamente una de las caras del pan de aluminio es más brillante que la otra. La cara brillante de la hoja reflectora hay que colocarla hacia la comida. La hoja que sostiene la comida hay que colocarla con la cara mate hacia arriba, para que absorba parte del calor radiado y no lo pierda todo por reflexión.

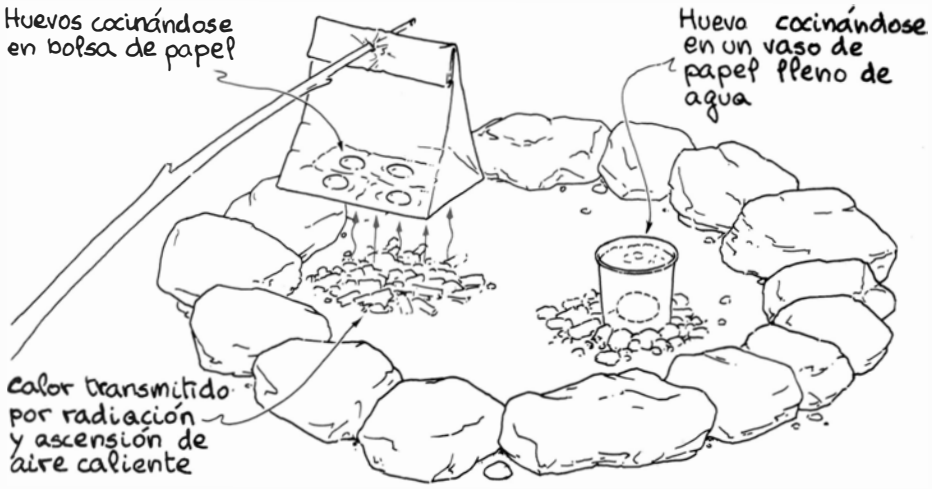
En un horno de reflexión más ambicioso se pone una segunda hoja de pan de aluminio inclinada y por debajo de la hoja horizontal: ésta recibe así calor radiante en su cara inferior. Pero aquí la lámina horizontal será una placa metálica rígida y no papel de pan de aluminio, pues éste se abarquillaría por el peso del alimento.

A partir de una lata grande a la que se haya retirado las dos tapas puede conseguirse un horno de reflexión rudimentario. La lata se coloca acostada con una de sus bocas abiertas hacia las brasas y con la comida dentro. Así las brasas irradian calor hacia el interior desde donde se refleja hacia la comida.

Si necesitamos una sartén de freír, construiremos una arrollando pan de aluminio grueso alrededor del extremo ahorquillado de un palo. Este se envuelve con una capa de pan y sobre ésta se arrollan varias capas de papel de periódico. Por último, se añade otra capa de pan de aluminio. El aire encerrado entre las capas ralentiza la transmisión de calor, proporcionando una temperatura más uniforme en la superficie de cocción.

En caso de emergencia puede servir de sartén un pedrusco plano colocado sobre las brasas. Pero hay que asegurarse de que el pedrusco no esté húmedo ni sea poroso, pues el agua que contenga puede hacerlo estallar.

Hay manuales de acampada que explican cómo cocinar un pollo entero utilizando piedras. Estas se envuelven en pan de aluminio y se ponen sobre brasas calientes. Cuando se hayan ca-



6. Dos sugerencias para cocinar huevos

lentado mucho se introducen dentro del pollo. Este se envuelve en pan de aluminio y se acomoda en un recipiente aislado con capas de papel de periódico u hojas. Así lo tendremos asado en una hora, o más, según la temperatura de las piedras. Para evitar la posibilidad de contraer *salmonella,* u otros tipos de intoxicación, se comprobará que el pollo se haya asado por completo y se consumirá al instante.

Otra técnica de cocina bastante inusitada descansa en el hecho de que el agua, en estado líquido, no puede estar a mayor temperatura que la suya de ebullición, de 100 grados Celsius. Aprovechando tal circunstancia podemos hacer un huevo duro en un vaso de papel puesto directamente en las brasas. En efecto, el papel no arderá hasta que su temperatura no llege al menos a unos 200 grados y, además, es tan fino que todo el calor que recibe lo transmite inmediatamente al agua.

Supongamos que bajo el vaso añadimos más brasas o que atizamos éstas para que se transmita calor al agua con mayor celeridad. ¿Aumentará de temperatura el agua? Respuesta: no. El calor adicional tiene por efecto aumentar la frecuencia de formación de burbujas de vapor de agua en el fondo del vaso. Además, como el agua no se calentará nunca a más de 100 grados, el papel no arderá.

Si la parte superior del vaso está seca y recibe calor suficiente, por radiación o del aire caliente ascendente, el papel se prenderá. Para hervir un huevo en un vaso de papel es muy recomendable llenarlo de agua de tal modo que ésta quede casi a ras cuando metamos el huevo. Esto es asimismo válido para hervir huevos en recipientes hechos de lona, corcho o corteza, hojas de árbol o cocos que se expongan directamente a las brasas.

Esta circunstancia relativa al agua explica otra curiosa técnica de cocina. Pártase un huevo (o más de uno) y échese en una pequeña bolsa de papel. Ciérrese ésta doblando la boca varias veces. Traspásese la parte doblada con un palo y éste dispóngase de modo que la bolsa quede suspendida sobre las brasas. Así se cocerán los huevos pues el agua que éstos contienen impedirá que el papel llegue a su punto de ignición.

Un inconveniente de esta técnica es que los huevos tienden a adherirse al papel. Mi hijo Christopher ha averiguado que la dificultad puede solventarse untando margarina o mantequilla en el interior. (Hay quienes lo resuelven cubriendo el fondo de la bolsa con bacon. Creo que debe eludirse este procedimiento. Primero, si los huevos los cocemos durante el tiempo correcto para ellos, el bacon no se habrá cocido lo suficiente. Segundo, para matar al parásito *Trichinella spiralis,* que podría estar presente en el bacon, éste debe calentarse por lo menos hasta los 65 grados, y no es tal el caso de unos trozos de bacon dentro de nuestra bolsa de papel.)

Les propongo que examinen otros sistemas de cocinar al aire libre. Los más intrigantes son aquellos que requieren únicamente elementos encontrables en la naturaleza. Podría asimismo ser interesante estudiar la reflectancia relativa a la radiación térmica de las dos caras del pan de aluminio, o bien la velocidad a la que se transmite el calor a través de sustancias tales como la piel de naranja.

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

PROTUBERANCIAS SOLARES

EINE THEORIE DER SOLAREN FILAMENTE. R. Kippenhahn, A. Schluter en *Zeitschrift fur Astrophysik,* vol. 43, págs. 36-62; 1957.

SOLAR PROMINENCES. E. Tandberg-Hanssen. D. Reidel; 1974.

THE SUPPORT OF PROMINENCES FORMED IN NEUTRAL SHEETS. M. Kuperus y M. Raadu en *Astronomy and Astrophysics,* vol. 31, págs. 189-193; 1974.

PHYSICS OF SOLAR PROMINENCES. Dirigido por E. Jensen, P. Maltby y F.Q. Orrall. IAU *Coll,* n.º 44. Oslo, 1979.

SOLAR MAGNETOHYDRODYNAMICS. E. Priest. D. Reidel; 1983.

CURRENT SHEET MODELS FOR SOLAR PROMINENCES. J.M. Malherbe y E.R. Priest en *Astronomy and Astrophysics,* vol. 123, págs. 80-88 y vol. 127, págs. 153-160; 1983.

LA CELULA SUPRARRRENAL CROMAFIN

THE ADRENAL MEDULLA. Stephen W. Carmichael. Eden Press, 1979-84.

THE MOLECULAR ORGANIZATION OF ADRENAL CHROMAFFIN GRANULES. Hans Winkler y Edward Westhead en *Neuroscience,* vol. 5, n.º 11, págs. 1803-1823; noviembre, 1980.

THE CHROMAFFIN GRANULE. H. Winkler y S. W. Carmichael en *The Secretory Granule,* dirigido por A. M. Poisner y J. M. Trifaró. Elsevier Biomedical Press, 1982.

CALCIUM CONTROLS EXOCYTOSIS IN BOVINE ADRENAL MEDULLARY CELLS. Peter Baker y Derek Knight en *Trends in Neuroscience,* vol. 7, n.º 4, págs. 120-126; abril, 1984.

EL MICROSCOPIO DE EFECTO TUNEL

ENERGY GAP IN SUPERCONDUCTORS MEASURED BY ELECTRON TUNNELING. Ivar Giaever en *Physical Review Letters,* vol. 5, n.º 4, págs. 147-148; 15 de agosto de 1960.

(111) FACETS AS THE ORIGIN OF RECONSTRUCTED AU(110) SURFACES. G. Binnig, H. Rohrer, Ch. Gerber y E. Weibel en *Surface Science,* vol. 131, n.º 1, págs. L379-384; agosto, 1983.

REAL-SPACE OBSERVATION OF 2 × 1 STRUCTURE OF CHEMISORBED OXYGEN ON NI(110) BY SCANNING TUNNELING MICROSCOPY. A. M. Baró, G. Binnig, H. Rohrer, Ch. Gerber, E. Stoll, A. Baratoff y F. Salvan en *Physical Review Letters,* vol. 52, n.º 15, págs. 1304-1307; 9 de abril de 1984.

EL VACIO CLASICO

A BRIEF SURVEY OF STOCHASTIC ELECTRODYNAMICS. T. H. Boyer en *Foundations of Radiation Theory and Quantum Electrodynamics,* dirigido por A. O. Barut. Plenum, 1980.

QUANTUM FIELD THEORY, HORIZONS, AND THERMODYNAMICS. D. W. Sciama, P. Candelas y D. Deustch en *Advances in Physics,* vol. 30, n.º 3, págs. 327-366; mayo-junio, 1981.

DERIVATION OF THE BLACKBODY RADIATION SPECTRUM FROM THE EQUIVALENCE PRINCIPLE IN CLASSICAL PHYSICS WITH CLASSICAL ELECTROMAGNETIC ZERO-POINT RADIATION. T. H. Boyer en *Physical Review D,* vol. 29, n.º 6, págs. 1096-1098; 15 de marzo de 1984.

LOS VERTEBRADOS MESOZOICOS DE TAILANDIA

CYCLOTOSAURUS ascf. *POSTHUMUS* FRAAS (CAPITOSAURIDAE, STEREOSPONDYLI) FROM THE HUAI HIN LAT FORMATION (UPPER TRIASSIC), NORTHEASTERN THAILAND, WITH A NOTE ON CAPITOSAURID BIOGEOGRAPHY. Rucha Ingavat y Philippe Janvier en *Géobios,* volumen 14, n.º 6, páginas 711-725; 1981.

PALEOGEOGRAPHIC HISTORY OF WESTERN THAILAND AND ADJACENT PARTS OF SOUTH-EAST ASIA: A PLATE TECTONICS INTERPRETATION. Sangad Bunopas. Publicación n.º 5 del Servicio Geológico de Tailandia, Departamento de Recursos Minerales, Bangkok, Tailandia; 1982.

TRIASSIC TURTLE REMAINS FROM NORTHEASTERN THAILAND. France de Broin, Rucha Ingavat, Philippe Janvier y Nares Sattayarak en *Journal of Vertebrate Paleontology,* vol. 2, n.º 1, págs. 41-46; mayo 1982.

GONIOPHOLIS PHUWIANGENSIS NOV. SP., A NEW MESOSUCHIAN CROCODILE FROM THE MESOZOIC OF NORTHEASTERN THAILAND. Eric Buffetaut y Rucha Ingavat en *Géobios,* vol. 16, n.º 1, págs. 79-91; 1983.

THE PERMO-TRIASSIC "PALEOTETHYS" IN MAINLAND SOUTHEAST ASIA AND ADJACENT PARTS OF CHINA. D. Helmcke en *Geologische Rundschau,* vol. 74, págs. 215-228; 1985.

RESTOS JOVENES DE SUPERNOVA

TYCHO BRAHE, A PICTURE OF SCIENTIFIC LIFE AND WORK IN THE SIXTEENTH CENTURY. J. L. E. Dreyer. A. & C. Black; Edinburgh, 1890.

THE HISTORICAL SUPERNOVAE. David H. Clark y F. Richard Stephenson. Pergamon Press, 1977.

SUPERNOVA REMNANTS AND THEIR X-RAY EMISSION. Dirigido por John Danziger y Paul Gorenstein. D. Reidel Publishing Co., 1983.

EL HIELO ANTARTICO

ANTARTIC SNOW AND ICE STUDIES 2. Dirigido por A. P. Crary, Antarctic Research Series Vol. 16, American Geophysical Union, 1971.

FROZEN FUTURE: A PROPHETIC REPORT FROM ANTARCTICA. Dirigido por Richard S. Lewis y Philip M. Smith. Quadrangle Books, 1973.

THE CLIMATIC RECORD IN POLAR ICE SHEETS. Dirigido por Gordon de Q. Robin. Cambridge University Press, 1983.

INGENERIA DE LA MARIPOSA

MECHANICAL DETERMINANTS OF NECTAR FEEDING STRATEGY IN HUMMINGBIRDS: ENERGETICS, TONGUE MORPHOLOGY, AND LICKING BEHAVIOR. J. G. Kingsolver y T. L. Daniel en *Oecologia,* volumen 60, páginas 214-226; 1983.

THERMOREGULATION AND FLIGHT IN *COLIAS* BUTTERFLIES: ELEVATIONAL PATTERNS AND MECHANISTIC LIMITATIONS. J. G. Kingsolver en *Ecology,* vol. 64, págs. 534-545; 1983.

THE AERODYNAMICS OF HOVERING INSECT FLIGHT. C. P. Ellington en *Philosophical Transactions of the Royal Society, B. Biological Sciences,* vol. 305, n.º 1122, págs. 1-181; 22 de febrero de 1984.

JUEGOS DE ORDENADOR

MATHEMATICAL RECREATIONS FOR THE PROGRAMMABLE CALCULATOR. Dean Hoffman y Lee Mohler. Hayden Book Co., 1982.

THE FRACTAL GEOMETRY OF NATURE. Benoit B. Mandelbrot. W. H. Freeman and Company, 1983.

DISCRETE ITERATIONS. François Robert; traducido del francés por Jon Rokne. Springer-Verlag. En prensa.

TALLER Y LABORATORIO

BOY SCOUT FIELDBOOK. Boy Scouts of America. Workman Publishing Company, 1978.

THE U.S. ARMED FORCES SURVIVAL MANUAL. Dirigido por John Boswell. Rawson, Wade Publishers, Inc., 1980.

Taller y laboratorio

¿Qué fuerzas determinan el comportamiento del agua cuando serpentea por la hoja de una ventana?

Jearl Walker

Los ventanales salpicados por la lluvia presentan dos sutiles temas de reflexión acerca de la física de los fluidos. ¿De qué modo se adhieren las gotas al vidrio? Cuando el agua discurre cristal abajo en hilillos, ¿por qué acostumbra a serpentear y no baja en línea recta?

La adherencia de las gotas suele atribuirse a la tensión superficial del agua, aunque según la definición de tensión superficial corrientemente admitida las gotas no deberían adherirse. El serpenteo se atribuye a menudo a la suciedad o contaminación del vidrio, pero no parece verosímil que la suciedad sea responsable del aspecto regular que adquiere el serpenteo de los hilillos.

Imaginemos una gota de agua sobre una superficie horizontal dura: un trozo de vidrio, por ejemplo. Si esa gota no se esparce sobre la superficie, cubriéndola con una película, formará una bolita más o menos semiesférica y levemente aplanada. Su forma la determina en parte la atracción mutua entre las moléculas del agua, fuerza que tiende a hacer mínima la superficie de la gota. Tal superficie es, a todos los efectos, una membrana elástica tensada.

1. Gotas de agua y un meandro en una lámina de plexiglás

Esa tendencia a restringir la superficie se describe en función de la tracción que se ejerce sobre la superficie de la gota. Imaginemos una línea que cruce la superficie. La tensión superficial la representamos mediante fuerzas que tiran perpendicularmente de la línea, haciendo que ésta se encuentre en un estado de tracción. Por definición, la tensión superficial del agua es el cociente entre la fuerza que tira de un lado de la línea y la longitud de ésta.

El perímetro del área de contacto entre la superficie dura y la gota se llama línea trifásica, porque en ella confluyen agua, aire y sólido. El ángulo con que la superficie del agua roza el sólido en la línea trifásica se llama ángulo de contacto; se mide por la abertura formada entre la superficie del sólido y una tangente a la superficie del agua. Si el ángulo de contacto es inferior a 90 grados, el agua tiende a desparramarse y se dice que moja la superficie. Si el ángulo es mayor que 90 grados, el agua se contrae en una gota y no moja al sólido.

A principios del siglo XIX Thomas Young, adelantado en las investigaciones acerca de la interferencia óptica, afirmó que el valor del ángulo de contacto lo establecía la tendencia al equilibrio de tres fuerzas actuantes sobre la línea trifásica. La tensión entre el agua y el sólido tira en una dirección sobre la superficie de separación entre ambos, razón por lo que recibe el nombre de tensión interfacial. Entre el sólido y el aire existe otra tensión que tira en sentido contrario. Por su parte, la tensión superficial del agua actúa a lo largo de una tangente a la superficie del agua.

Supongamos que la componente horizontal de la acción debida a la tensión superficial del agua esté dirigida hacia la derecha. Su valor depende del coseno del ángulo de contacto. Según razona Young, para que la línea trifásica esté en equilibrio, de modo que la gota no se desparrame ni se contraiga, la fuerza neta horizontal actuante sobre la línea debe ser nula. Así, habrá un valor concreto del ángulo de contacto que dé por resultado la compensación mutua de las fuerzas horizontales actuantes sobre la línea.

El razonamiento de Young es sim-

ple, pero nadie lo ha comprobado experimentalmente. Y aún más, los investigadores difieren en sus mediciones del ángulo de contacto entre el agua y una superficie de un sólido. La teoría de Young es, pues, cuestionable. La común observación de que las gotas de agua suelen aferrarse a los vidrios de las ventanas es una prueba cumplida de que la teoría es incorrecta.

Una deficiencia de la teoría es que nadie ha puesto aún de manifiesto de qué modo la superficie de un sólido puede hallarse en un estado de tensión como el requerido por Young. La noción de tensión entre sólido y agua y la de tensión entre sólido y aire son inciertas, y lo mismo la existencia de la línea trifásica. Un modelo mejor incluiría una zona tridimensional dentro de la cual, para unas pocas anchuras moleculares de la superficie sólida, la forma de la superficie del agua quizá fuese muy distinta de lo que pueda inferirse con mediciones sencillas.

Para demostrar que la teoría de Young es errónea basta con depositar una gota de agua sobre una placa horizontal de vidrio limpio. Según la teoría, la gota está en equilibrio y el ángulo de contacto debe tener un valor determinado. Pero si, con cuidado, añadimos un poquito de agua con una jeringuilla, podemos aumentar el tamaño de la gota sin que la línea trifásica se corra hacia afuera. De esto resulta que el ángulo de contacto debe ser mayor que antes, contrariamente a la teoría de Young. Análogamente, podremos retirar un poco de agua de la gota para que disminuya el ángulo de contacto, pero la línea trifásica seguirá en el mismo sitio, a pesar de la teoría que afirma lo contrario.

La gota permanece en equilibrio para una gama de valores de ángulo de contacto y no para uno solo. La gota se extenderá por el vidrio cuando el ángulo de contacto exceda de un límite superior y no se contraerá hasta que el ángulo descienda por debajo de cierto límite inferior. Tras cualquiera de ambas eventualidades, el ángulo de contacto volverá a encontrarse dentro de un intervalo de valores que garantice la estabilidad. El límite superior se llama límite de avance y, el inferior, límite de retroceso. La capacidad de una gota para hallarse en equilibrio bajo distintos ángulos de contacto se conoce como histéresis del ángulo de contacto. (El término histéresis sirve para describir situaciones en las que cambian las acciones ejercidas sobre un cuerpo pero se retrasa el efecto consiguiente.)

Esta histéresis es lo que permite a una gota adherirse a una superficie inclinada, incluida la vertical de un vidrio de ventana. Inclínese el vidrio sobre el que se haya depositado una gota, ladeándolo menos de lo necesario para que deslice la gota entera. Veremos que el extremo superior de la gota se queda en su sitio, mientras que el inferior se desliza hacia abajo un corto trecho. Así, el ángulo de contacto será pequeño en el extremo superior y mayor en el inferior. Si el equilibrio lo definiera un único valor del ángulo de contacto, la gota se deslizaría inmediatamente vidrio abajo.

2. Forma de una gota en reposo

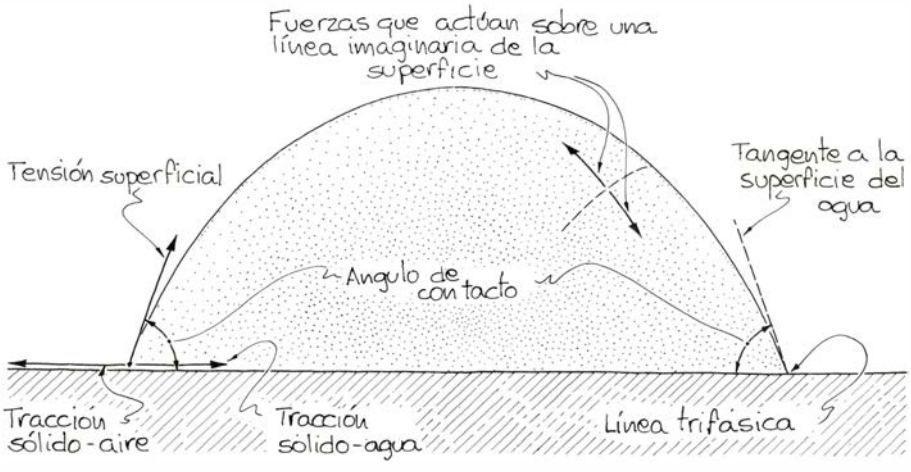
Las causas de por qué las gotas presentan histéresis es materia de investigación. Interviene la rugosidad de la superificie donde descansa la gota. A escala microscópica, hasta el vidrio es rugoso. Y hay investigadores que creen que es en los valles y cimas de la superficie donde se asienta la línea trifásica. Acaso el ángulo de contacto sí posea un valor concreto, pero las pendientes microscópicas de la superficie hagan que aparente tener otro.

La variación del ángulo de contacto podría deberse asimismo a variaciones microscópicas en la composición de la superficie sólida. A dicha variación contribuirían además películas adsorbidas y otros contaminadores. En algunos casos la línea trifásica podría de hecho moverse, pero tan despacio que no se notaría.

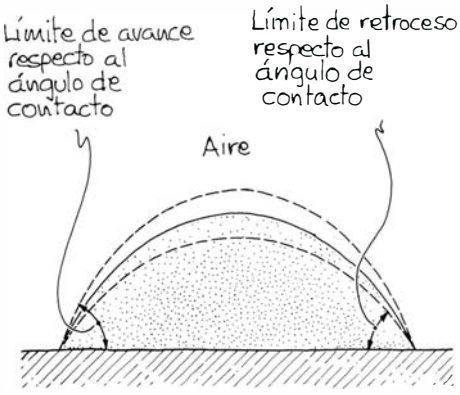
Levantando el vidrio lo suficiente desde la horizontal, podemos hacer que la gota inicie el deslizamiento. Una parte importante de la investigación se encamina a predecir qué condiciones originan este tipo de movimiento. Respecto a las aplicaciones prácticas, hay casos, como el rociado de hojas vegetales, en que se desea que las gotas permanezcan sobre la superficie inclinada, aunque la inclinación sea apreciable. En otros casos se quiere que las gotas escurran y dejen seca la superficie.

Con un tamaño dado de la gota, ¿cuál es la mayor pendiente a la que ésta no se mueve? Ante determinada pendiente, ¿cuál es la mayor gota que se adhiere al sustrato?

Supongamos que el vidrio se incline lo suficiente para que la gota esté a punto de resbalar. La fuerza que tiende



3. Fuerzas actuantes sobre una gota de agua



4. Valores del ángulo de contacto

a desalojar la gota es la componente de su peso según el plano del vidrio. La fuerza que se opone al deslizamiento se debe a la tensión superficial de la gota. En el modelo más sencillo esta fuerza opuesta al deslizamiento es igual al producto de la tensión superficial del agua por la anchura horizontal de la gota. Al inclinar más el vidrio, la componente del peso aumenta hasta sobrepasar la fuerza debida a la tensión superficial; la gota comienza a resbalar.

En otro modelo sencillo, el deslizamiento se inicia cuando la componente del peso hace que el ángulo de contacto en el borde inferior crezca por encima de su límite de avance. Se han elaborado modelos de resistencia al deslizamiento aún más refinados, basados en los ángulos de contacto en los bordes inferior y superior de la gota.

Me he entretenido en examinar el comportamiento de una gota de agua sobre una placa de plexiglás. Dado que se trataba de agua del grifo, es indudable que tanto la gota como el plexiglás estaban contaminados. Con la placa horizontal, la gota formaba una bolita. Cuando inclinaba la placa, la parte inferior de la gota resbalaba ligeramente y la gota se estrechaba. Al aumentar la inclinación, comenzó a deslizarse por el plexiglás, dejando un fino rastro.

Inclinando la placa de tal manera que algunas gotas avanzaran con lentitud suficiente para que yo pudiera seguirlas con una lupa, descubrí que el deslizamiento procedía mediante avances vivos y cortos. Observé, repetidas veces, como unos dedos que se proyectaran hacia adelante y cuya causa no acerté a descubrir. Cuando hacía que una gota avanzara sobre una mota de contaminación, e incluso sobre un cabello, los dedos no aparecían. Quizá sea que tanto éstos como el avance brusco de una gota entera sean resultado de la contaminación microscópica o de minúsculas variaciones en la topografía del plexiglás.

Nuestro segundo tema de reflexión se refiere al serpenteo. Como el agua que discurre por una superficie inclinada es atraída hacia abajo por la gravedad, su trayectoria debería ser una recta descendente. Sin embargo, en numerosos experimentos, los regueros zigzaguean, desarrollando unos codos que conectan tramos relativamente rectos, los cuales se sesgan hacia un lado u otro. Estos meandros pueden permanecer estables durante horas, o bien pueden ser tan inestables que cada hilillo latiguee sobre la superficie como una serpiente. ¿Qué fuerzas originan el serpenteo?

Gran parte del problema parece haber sido resuelto recientemente por Takeo Nakagawa, de la Universidad Kanazawa, Japón, y John C. Scott, por entonces en la Universidad de Essex. Crearon una corriente de agua sobre una placa de plexiglás pulido de un metro de largo por 0,6 metros de ancho. En la cara inferior de la placa fijaron una rejilla. La pendiente de la placa podían variarla entre cinco y 85 grados a saltos de cinco grados. El agua fluía de un depósito a la placa a través de un tubo de vinilo de un centímetro de diámetro interno.

Tras medir la longitud total de la corriente mediante un dibujo de la misma, Nakagawa y Scott calcularon su sinuosidad, que es el cociente entre la longitud total y la longitud sin serpenteo. La profundidad de la corriente la midieron con una aguja a intervalos de cinco milímetros placa abajo y de un milímetro a través del ancho de la vena. Con estos datos pudieron configurar la sección transversal de ésta.

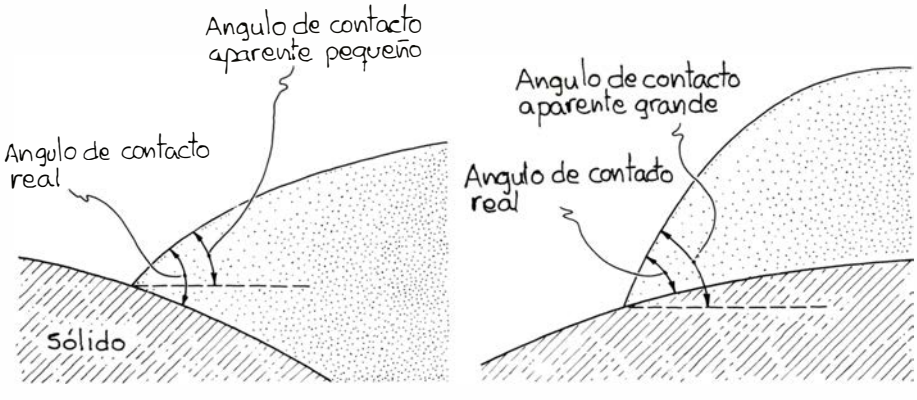
La corriente, aparentemente exenta de turbulencias, manaba de un tubo situado a 20 centímetros por encima del canto superior de la placa. Para poner de manifiesto el flujo en el seno de cada vena, se sirvieron de una aguja hipodérmica con la que inyectaban pequeñas cantidades de solución de azul de metileno. El caudal de agua lo mantenían constante gracias a que la altura del agua en el depósito alcanzaba un nivel fijo. Este caudal se medía pesando el agua recogida en el borde inferior de la placa durante un período de tiempo determinado. Después de cada ensayo, limpiaban el plexiglás con gasa suave y lo dejaban secar durante 30 minutos.

Para repetir algunas de sus experiencias me construí un montaje parecido. En una ferretería adquirí una hoja de plexiglás y, con cinta adhesiva, la fijé a un anaquel de madera fuerte para que no se doblara. El canto superior del anaquel lo apoyé en dos gatos de laboratorio con los que variar la pendiente del plexiglás. La pendiente la medía con un transportador, uniendo a éste un pequeño peso colgado de un hilo como referencia de la vertical exacta.

Tras unos tanteos añadí un trozo de canalón de tejado al canto inferior del plexiglás. Así el agua caía al canalón y salía por una abertura que normalmente estaba conectada a un sumidero. Cronometrando el agua recogida en un vaso de laboratorio graduado que puse bajo la abertura, pude calcular el caudal volumétrico (o volumen de agua que fluye por segundo por un punto determinado).

Encima del plexiglás dejé un vaso de laboratorio grande, que estaba continuamente lleno del agua procedente de una manguera. De este vaso salía una espita lateral a la que conecté un tubo de plástico, cuyo otro extremo fijé al plexiglás con cinta adhesiva, de manera que la boca apuntara a la pendiente. Mantuve siempre rebosando el vaso para que el flujo de agua sobre el plexiglás fuera constante. (Mis experiencias las realicé al aire libre, pero habría servido una habitación con drenaje en el suelo.) Además, el vaso lo monté en un gato de laboratorio y pude variar el caudal alterando la posición del vaso y, con ello, la altura de agua.

Nakagawa y Scott averiguaron que,



5. Angulos de contacto en una superficie microscópicamente rugosa

cuando inclinaban el plexiglás más de 30 grados, la vena formaba un meandro estable si el caudal volumétrico se encontraba entre un límite superior y uno inferior. Si el caudal superaba el límite superior, el meandro se tornaba inestable y variaba incesantemente. Si descendía por debajo del límite inferior, la vena se separaba en gotas que resbalaban por separado plexiglás abajo. Entre estos límites la vena formaba siempre meandros.

A medida que incrementaban la pendiente por encima de los 30 grados, disminuía el valor del límite superior, restringiendo la gama de caudales para los que la vena era estable. Para una inclinación inferior a unos 30 grados desaparecía el límite inferior y, en consecuencia, el meandro era estable para cualquier caudal bajo. La sinuosidad aumentaba siempre que aumentaran tanto la pendiente de la placa como el caudal.

Nakagawa y Scott midieron el área de la sección transversal de las venas, que les permitiría descubrir la velocidad del agua. Gracias a este procedimiento se determina la velocidad del agua porque el caudal volumétrico que atraviesa una sección transversal es igual al producto del área de esa sección por la velocidad media del agua que la atraviesa. Para que sea constante un flujo de agua se requiere que el caudal volumétrico sea el mismo en todos los lugares de la vena, y así el área de la sección transversal varía inversamente a los cambios de velocidad. Por ejemplo, si una vena tuviera que fluir directamente hacia abajo por una pendiente de plexiglás mientras se acelerara a causa de la gravedad, debería estrecharse al avanzar. (En un trayecto de unos 10 centrímetros, no obstante, la resistencia debida a la viscosidad al resbalar por el plexiglás contrarresta a la aceleración y, por tanto, el área de la sección transversal se mantiene constante.)

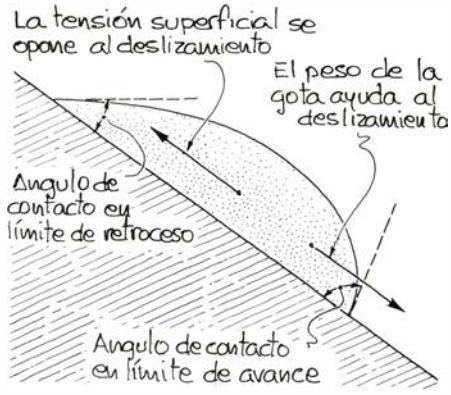
Nakagawa y Scott presentaron datos del área y la forma de las secciones transversales a lo largo de una vena de meandros estables. A partir del tubo de descarga, y a lo largo de unos siete centímetros, la vena desciende casi en línea recta, estrechándose y manteniendo una sección transversal simétrica con su punto más alto en el centro. Pasados los siete centímetros, la vena zigzaguea varias veces, con los codos conectando tramos relativamente rectos y sesgados hacia uno u otro lado de la placa. En los meandros el área de la sección transversal varía, siendo mayor inmediatamente antes de los codos y menor en éstos. O sea, la corriente es lenta inmediatamente antes de los codos y más rápida en ellos.

Las secciones transversales en los meandros son asimétricas porque el punto más alto está descentrado. Llamaremos cresta a la parte más profunda de cada sección. En cada tramo diagonal recto la cresta se sitúa del lado más bajo de la vena. Un poco antes de cada codo, la cresta cruza la vena, para descender a lo largo del borde exterior del codo y, luego, a lo largo del lado más bajo del tramo diagonal siguiente.

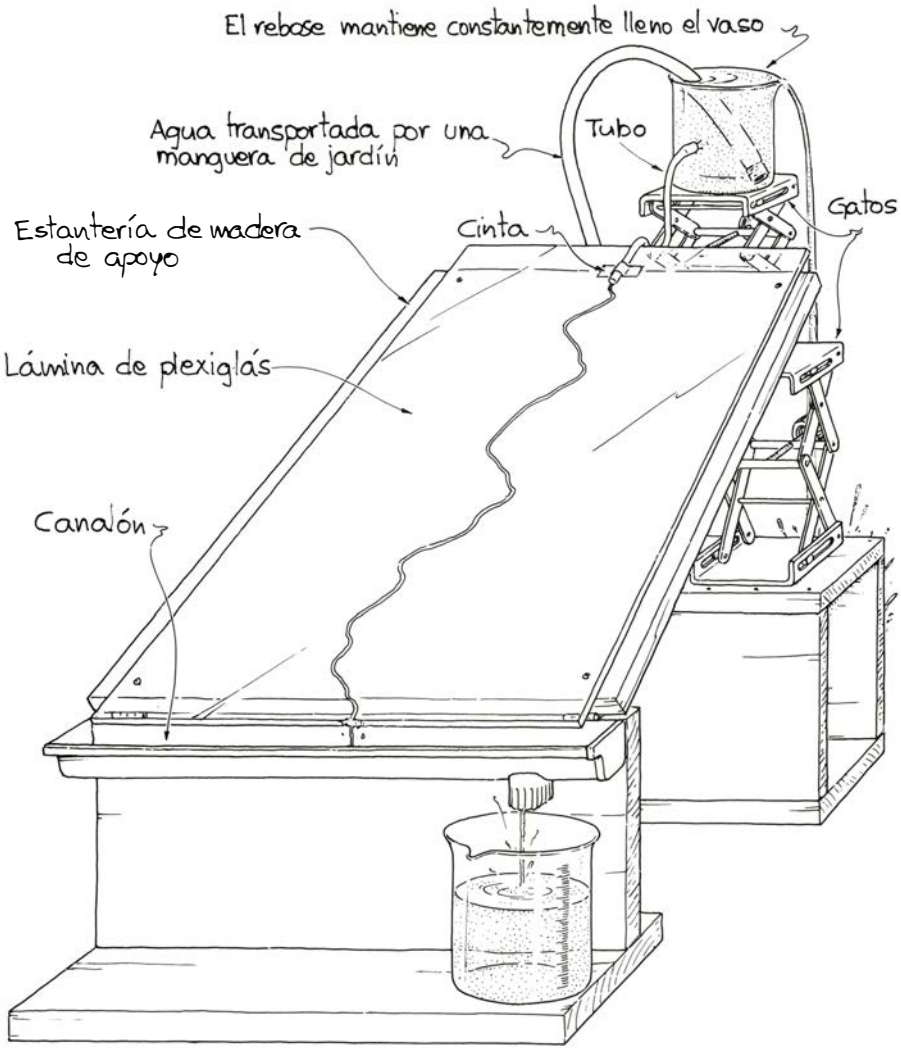
Sostienen Nakagawa y Scott que la cresta es la causa de los meandros. En una vena de sección transversal simétrica las fuerzas debidas a la tensión superficial en cada costado de la vena se contrarrestan. Pero si la sección transversal es asimétrica, la fuerza es superior sobre el costado de la cresta que sobre el costado poco profundo, lo cual produce una fuerza resultante dirigida hacia este último.

La cresta aparece primeramente en el punto donde la vena desciende aproximadamente en línea recta desde el tubo de descarga. Cabe pensar que la cree la contaminación, la rugosidad microscópica de la placa o alguna turbulencia inadvertida de la vena. El caso es que la fuerza neta que origina la cresta desvía el chorro y lo proyecta hacia el primer tramo diagonal de un meandro.

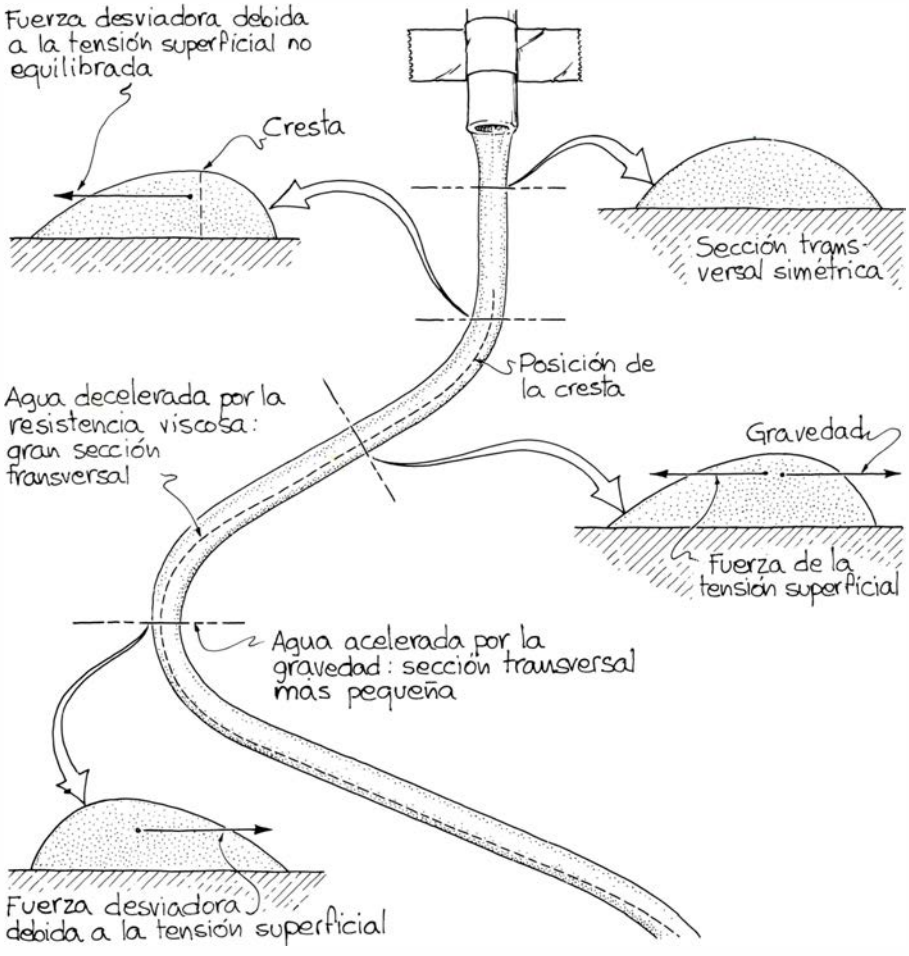
Este tramo diagonal puede mantenerse estable frente a la atracción gra-



6. Gota en equilibrio

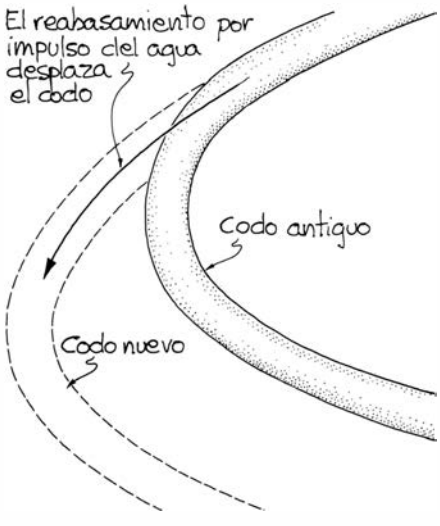


7. Montaje casero para estudiar los meandros



8. Un meandro con sus secciones transversales

vitatoria porque entonces la cresta se encuentra en el lado más bajo y sobre ella actúa una fuerza dirigida hacia arriba. Esta situación es similar a la de una gota adherida a una superficie inclinada, que se mantiene en su sitio gracias a la fuerza neta debida a la tensión superficial. Como en el caso de la gota, el ángulo de contacto es grande en el lado de abajo y pequeño en el de arriba.



9. Migración de un codo

Sin embargo, cuando el agua fluye por el tramo diagonal, la gravedad ya no la acelera con la misma intensidad que cuando corría derecha hacia abajo. La resistencia encontrada en la placa debido a la viscosidad disminuye la velocidad del agua, aumentando el área de la sección transversal y también el ángulo de contacto en el lado más bajo. Así, inmediatamente antes de un codo, el ángulo de contacto en ese lado más bajo rebasa el límite de avance y el agua comienza a correr derecha hacia abajo.

Si no fuera por la continua presencia de la cresta, la vena proseguiría en esa dirección. Pero al inicio de la caída, la cresta salta de un lado a otro de la vena y, así, la fuerza que ejerce aquélla desvía a ésta para producir otro tramo diagonal recto. Este viraje es el codo del meandro.

Durante mis experiencias observé varias características más del flujo del agua que baja por una pendiente. Normalmente las gotas resbalaban hacia abajo, zigzagueando levemente si es que lo hacían. Análogamente, las venas de poco caudal solían serpentear poco. En la parte superior de la placa, los meandros, muy marcados, presentaban curvas pronunciadas, pero los codos más abajo eran ya suaves. A veces me encontraba con que una vena presentaba fuertes meandros en la parte superior de la placa y otros más débiles cerca del final con cursos prácticamente rectos entre meandros. ¿Cómo explicar estos fenómenos?

Mi opinión es que, cuando una gota deslizante forma una sección transversal asimétrica, la fuerza debida a esa asimetría restaura enseguida la simetría. Momentáneamente la gota se desvía hacia un lado, pero no va muy lejos por ese trayecto sesgado. Además, como tiene menos masa que una vena, puede que le afecten más la contaminación y las irregularidades de la superficie. El resultado es un trayecto muy zigzagueante.

El trayecto que sigue una vena de bajo caudal parece depender notablemente del tramo recto inicial. Tras crear una vena así, la obstruí poniendo un trozo de tela cerca del tubo de descarga. Cada vez que dejaba correr libremente el agua, la vena adquiría un aspecto diferente, a veces un meandro pronunciado y, otras, uno suave, o bien no se formaban meandros. El contorno de la vena parecía depender del modo en que se soltaba el remanso de agua contenido por la tela. Evidentemente, si en el curso recto inicial no se generaba una cresta importante, la vena serpenteaba débilmente, mientras que una vena con una buena cresta o una turbulencia intensa originaban un meandro marcado. El trayecto del descenso inicial persistía, indicando que la primera porción mojada de la placa determinaba la dirección del flujo.

En muchos de mis tanteos comencé con un caudal bajo y un meandro suave. Conforme aumenté el caudal el primer meandro cambió de sitio pendiente abajo, presumiblemente porque la fuerza debida a la cresta necesitaba más tiempo para desviar el chorro. Además, éste comenzó a modificarse formando meandros más pronunciados con diagonales más largas y codos más separados. Esto parece deberse al flujo del agua por dentro de la cresta en los tramos diagonales. O sea, al acercarse a un codo, el agua lo rebasa antes de comenzar a caer placa abajo. Este rebasamiento persiste y, por ello, el codo se desplaza placa abajo y lateralmente; la diagonal se alarga.

Pasado un rato, los tramos diagonales entre codos empezaron a deslizarse placa abajo, porque la resistencia vis-

cosa sobre ellos restaba velocidad al chorro, con lo que aumentaba la sección transversal y también el ángulo de contacto inferior. Y, en cuanto ese ángulo sobrepasa el límite de avance, el tramo diagonal comenzaba a resbalar. Si resbalaba más deprisa que el codo, se venía abajo, separándose de éste y formando uno nuevo más cerca del centro de la placa. Al deshacerse el codo antiguo, el agua que contenía bajaba rápidamente por la placa.

Al incrementar aún más el caudal, la vena comenzaba a deshacerse, a menudo en los tramos diagonales: a veces desprendía no sólo un codo antiguo, sino también porciones de alguna diagonal. La parte intacta de la vena generaba rápidamente un codo nuevo, el cual podía curvarse en el mismo sentido que el anterior o bien en el contrario. Este rápido desplome y desprendimiento de tramos aislados de la vena producía la ilusión de que la parte mayor latigueaba por toda la placa, impulsando el agua hacia el extremo inferior bajo todo un abanico de ángulos.

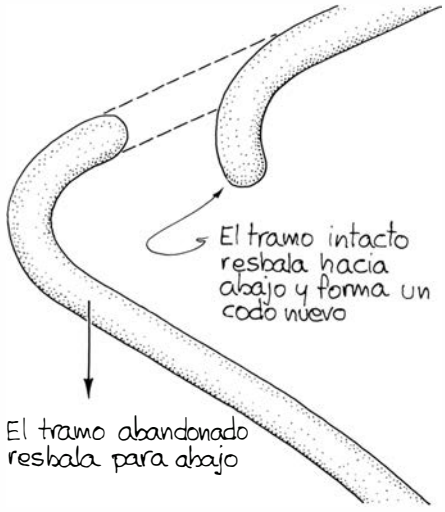
En una serie de pruebas con un meandro estable me valí de una jeringa para inyectar colorante de cocina en la vena. Sin el color la estabilidad del meandro favorece la impresión de que el flujo es pausado. Con el colorante se patentiza cuán rápidamente se mueve el agua.

Tras introducir el color, la vena no tardó en aclararse, salvo en los costados superiores de las diagonales de los meandros. En éstos el color persiste varios segundos más, lo que sugiere que ahí la corriente avanza más lenta que a través de las crestas de los lados inferiores.

Seguidamente introduje una cantidad menor de colorante a velocidad constante. En las zonas en que el flujo era más rápido, el color resultaba demasiado tenue para apreciarlo, pero en las que parecía más pausado se hacían visibles pequeñas porciones de color.

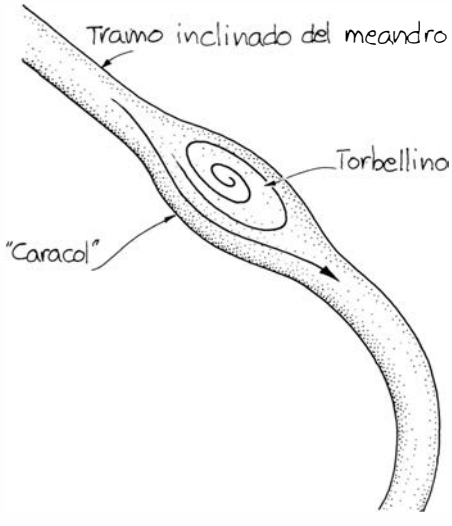
En estas pruebas me di cuenta de otra singular característica de los meandros estables. En ocasiones, en la corriente aparecían unos tramos de sección más ancha, que llamé caracoles. Estos podían permanecer inmóviles durante un rato y luego desplazarse poco a poco, a lo largo de la corriente, causando a menudo el desplome de un meandro.

Con una lupa examiné el flujo del color a través de un caracol. Descubrí así que en el costado superior el agua se arremolinaba y los hilos de color se rizaban y formaban lazos en toda la zona, moviéndose tanto aguas arriba como aguas abajo. Comprendí entonces por qué un caracol puede hacer que un meandro se desplome. La formación del remolino en el costado superior del caracol obliga al agua del costado inferior a fluir más deprisa y con mayor turbulencia. De este modo, el ángulo de contacto en este costado puede superar el límite de avance, con lo que sobreviene el desplome. Otra posibilidad es que el remolino aumente de tamaño bruscamente, desorganizando el flujo en la porción sesgada y desviándolo hacia abajo.



10. Desplome de una diagonal

Estudiando más la adherencia de las gotas y el zigzagueo de las venas de agua pueden aprenderse muchas cosas. Podría investigarse de qué modo la adición de alcohol al agua altera los resultados que he descrito. (El alcohol rebaja la tensión superficial del agua.) ¿Zigzaguean los fluidos viscosos tales como el almíbar frío? ¿Depende ese movimiento de la mayor rugosidad de la superficie inclinada?



11. Flujo dentro de un "caracol"

Bibliografía

Los lectores interesados en una mayor profundización de los temas expuestos pueden consultar los trabajos siguientes:

SUSPENSION DE LA PRODUCCION DE MATERIAL FISIONABLE

CONTROLLING THE SOURCE: VERIFICATION OF A CUTOFF IN THE PRODUCTION OF PLUTONIUM AND HIGHLY ENRICHED URANIUM FOR NUCLEAR WEAPONS. Frank von Hippel y Barbara G. Levi. Informe n.º PU/CEES 167, Center for Energy and Environmental Studies, Princeton University; 1984.

US AND SOVIET STOCKPILES OF FISSILE MATERIALS. Frank von Hippel, David Albright y Barbara G. Levi. Informe n.º PU/CEES 168, Center for Energy and Environmental Studies, Princeton University; 1984.

HELIOSISMOLOGIA

SOLAR ROTATION. R. F. Howard en *Annual Review of Astronomy and Astrophysics,* vol. 22, págs. 131-155; 1984.

SEISMOLOGY OF THE SUN. J. Christensen-Dalsgaard, D. O. Gough y J. Toomre en *Science.* En prensa.

SOLAR WAVES AND OSCILLATIONS. T. M. Brown, B. W. Mihalas y E. J. Rhodes, Jr., en *Physicis of the Sun,* dirigido por P. A. Sturrock, T. E. Holzer, D. Mihalas y R. K. Ulrich. D. Reidel Publishing Co. En prensa.

OLIGOSACARINAS

STRUCTURE AND FUNCTION OF THE PRIMARY CELL WALLS OF PLANTS. Michael McNeil, Alan G. Darvill, Stephen C. Fry y Peter Albersheim en *Annual Review of Biochemistry,* vol. 53, págs. 625-663; 1984.

MANIPULATION OF THE MORPHOGENETIC PATHWAYS OF TOBACCO EXPLANTS BY OLIGOSACCHARINS. Kiem Tran Thanh Van, Patrick Toubart, Alain Cousson, Alan G. Darvill, David J. Gollin, Paulanne Chelf y Peter Albersheim en *Nature,* vol. 314, n.º 6012, pág. 615-617; 18 de abril de 1985.

ORGANIZACION COMPARTIMENTADA DEL APARATO DE GOLGI

INTERCOMPARTMENTAL TRANSPORT IN THE GOLGI COMPLEX IS A DISSOCIATIVE PROCESS: FACILE TRANSFER OF MEMBRANE PROTEIN BETWEEN TWO GOLGI POPULATIONS. James E. Rothman, Ronald L. Miller y Lenore J. Urbani en *The Journal of Cell Biology,* vol. 99, n.º 1, parte 1.ª, págs. 260-271; julio, 1984.

ATTACHMENT OF TERMINAL N-ACETYLGLUCOSAMINE TO ASPARAGINELINKED OLIGOSACCHARIDES OCCURS IN THE CENTRAL CISTERNAE OF THE GOLGI STACK. William G. Dunphy, Ruud Brands y James E. Rothman en *Cell,* vol. 40, n.º 2, págs. 463-472; febrero, 1985.

CATALIZADORES BIMETALICOS

SUPPORTED "BIMETALLIC CLUSTER" CATALYSTS. J. H. Sinfelt en *Journal of Catalysis,* vol. 29, n.º 2, págs. 308-315; mayo, 1973.

CATALYSIS BY ALLOYS AND BIMETALLIC CLUSTERS. John H. Sinfelt en *Accounts of Chemical Research,* vol. 10, n.º 1, págs. 15-20; enero, 1977.

BIMETALLIC CATALYSIS: DISCOVERIES, CONCEPTS, AND APPLICATIONS. John H. Sinfelt. John Wiley & Sons, Inc., 1983.

UNA ARAÑA SALTADORA QUE TEJE

THE PRINCIPAL EYES OF A JUMPING SPIDER HAVE A TELEPHOTO COMPONENT. David S. Williams y Peter McIntyre en *Nature,* vol. 288, n.º 5791, págs. 578-580; 11 de diciembre de 1980.

THE BIOLOGY OF *PORTIA FIMBRIATA*, A WEB-BUILDING JUMPING SPIDER (ARANEAE, SALTICIDAE) FROM QUEENSLAND: INTRASPECIFIC INTERACTIONS. R. R. Jackson en *Journal of Zoology.* En prensa.

LAPSUS LINGUAE

COVERT FORMULATION AND EDITING OF ANOMALIES IN SPEECH PRODUCTION: EVIDENCE FROM EXPERIMENTALLY ELICITED SLIPS OF THE TONGUE. Michael T. Motley, Carl T. Camden y Bernard J. Baars en *Journal of Verbal Learning and Verbal Behavior,* vol. 21, n.º 5, págs. 578-594; octubre, 1982.

EXPERIMENTAL VERBAL SLIP STUDIES: A REVIEW AND AN EDITING MODEL OF LANGUAGE ENCODING. Michael T. Motley, Bernard J. Baars y Carl T. Camden en *Communication Monographs,* vol. 50, n.º 2, págs. 79-101; junio, 1983.

COMPORTAMIENTO CROMOSOMICO

GENETIC CONTROL OF CHROMOSOME PAIRING IN WHEAT. E. R. Sears en *Ann. Rev. Genet.,* vol. 10, págs. 31-51; 1976.

INTERACTION BETWEEN RYE B-CHROMOSOMES AND WHEAT GENETIC SYSTEMS CONTROLLING HOMOEOLOGOUS PAIRING. C. Romero y J. R. Lacadena en *Chromosoma,* vol. 80, págs. 33-48; 1980.

GENETICA. J. R. Lacadena. Ed. AGESA; Madrid, 1981.

SUPRACHROMOSOMAL ORGANIZATION: CYTOGENETICAL RATIONALE AND EXPERIMENTAL EVIDENCE. J. R. Lacadena, B. Jódar y E. Ferrer en *Kew Chromosome Conference II,* dirigido por P. A. Brandham y M. D. Bennett, págs. 81-90. George Allen & Unwin; Londres, 1983.

NUCLEOLAR ORGANIZER ACTIVITY IN WHEAT, RYE AND DERIVATIVES ANALYZED BY A SILVER-STAINING PROCEDURE. M. C. Cermeño, J. Orellana, J. L. Santos y J. R. Lacadena en *Chromosoma,* vol. 89, págs. 370-376; 1984.

NUCLEOLAR ORGANIZER ACTIVITY AND COMPETITION IN THE GENUS *AEGILOPS.* M. C. Cermeño, J. Orellana, J. L. Santos y J. R. Lacadena en *Heredity,* vol. 53, págs. 603-611; 1984.

JUEGOS DE ORDENADOR

STRUCTURE AND INTERPRETATION OF COMPUTER PROGRAMS. Harold Abelson, Gerald Jay Sussman y Julie Sussman. The MIT Press, 1985.

HARDWARE/SOFTWARE TRADE-OFFS FOR BITMAP GRAPHICS ON THE BLIT. Rob Pike, Bart Locanthi y John Reiser en *Software—Practice and Experience,* vol. 15, n.º 2, págs. 131-151; febrero, 1985.

TALLER Y LABORATORIO

STREAM MEANDERS ON A SMOOTH HYDROPHOBIC SURFACE. Takeo Nakagawa y John C. Scott en *Journal of Fluid Mechanics,* vol. 149, págs. 89-99; diciembre, 1984.

ON THE ABILITY OF DROPS OR BUBBLES TO STICK TO NON-HORIZONTAL SURFACES OF SOLIDS, PART 2: SMALL DROPS OR BUBBLES HAVING CONTACT ANGLES OF ARBITRARY SIZE. E. B. Dussan V. en *Journal of Fluid Mechanics,* vol. 151, págs. 1-20; 1985.

Taller y laboratorio

Según se conecten, dos péndulos interactuarán imprevisiblemente

Jearl Walker

Supóngase que conectamos dos péndulos iguales por medio de un muelle y que, mientras sujetamos uno, tiramos del otro lateralmente de modo que el muelle se estire. Soltemos luego los dos. ¿Cómo se comportará el sistema?

Nos insinúa la intuición que el muelle de enlace obligará al péndulo inicialmente inmóvil a ponerse en movimiento hasta que los dos péndulos se balanceen caóticamente, de modo que ambos posean aproximadamente la misma energía. Pero, sorpresa, no es ése el estado final de los péndulos. Por el contrario, se intercambian periódicamente la energía; y así, unas veces se para uno de ellos y otras, su par. ¿Cómo explicar estos fenómenos?

Hay un ejemplo clásico de sistema oscilante con transferencia periódica de energía, que consiste en dos péndulos iguales suspendidos de una varilla horizontal que cuelga de un soporte rígido mediante dos trozos de cuerda. Cuando se hace que uno de ellos oscile en un plano paralelo al de la varilla, comienza a ceder su energía al otro. Finalizada esa transferencia, la energía se transmite en sentido contrario y, así, unas veces estará inmóvil uno de los péndulos, y otras veces lo estará el otro.

En otro ejemplo los péndulos cuelgan cada uno de una cuerda y se balancean perpendicularmente a un trozo de cuerda que une las anteriores. En un caso semejante los péndulos están suspendidos de un tubo de pequeño diámetro, sujeto a una cuerda que atraviesa su interior. Aquí, los péndulos oscilan perpendicularmente al plano del tubo. En ambas versiones los péndulos intercambian periódicamente sus energías, al tiempo que sus balanceos crecen y decrecen.

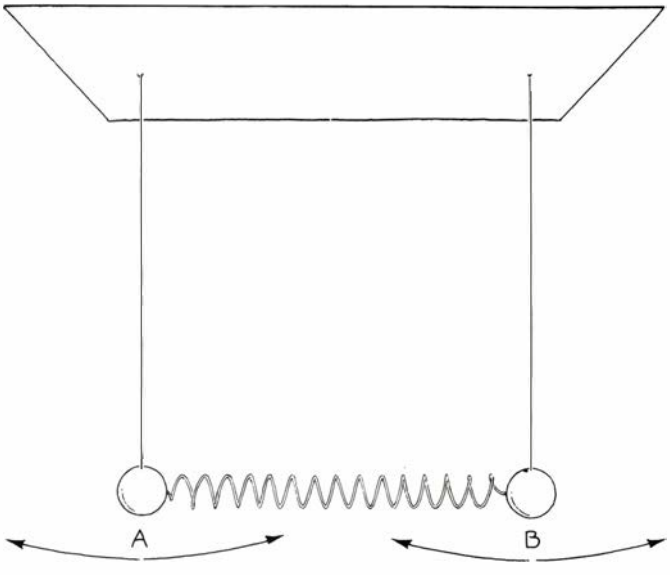
En otro sistema distinto, llamado péndulo de muelle resonante, se sujeta un objeto al extremo inferior de un muelle vertical, cuya punta superior se fija a un soporte rígido. Si tiramos hacia abajo del objeto y luego lo soltamos, el muelle oscilará verticalmente durante un rato, para ponerse a oscilar después como un péndulo. Esta oscilación no tarda en disminuir y reaparece la oscilación vertical. El sistema se comporta igual si se pone en movimiento con la oscilación pendular.

Vayamos con el cuarto ejemplo: el péndulo de Wilberforce, llamado así en honor de L. R. Wilberforce, físico inglés que lo estudió en 1894. Consta de un pequeño objeto, con dos apéndices horizontales, sujeto a un muelle vertical por el extremo de éste. Se tira hacia abajo del objeto y se suelta, con lo que el muelle oscila verticalmente. Pero esta oscilación desaparece enseguida a la vez que el objeto comienza a mecerse, girar en un sentido y otro en torno a un eje vertical que pasa por su centro. Cuando cesan las oscilaciones del muelle, toda la energía del sistema la posee la rotación. Seguidamente, la energía retorna a las oscilaciones del muelle y, conforme aumentan éstas, va desapareciendo la rotación. Con ello se reanuda el ciclo.

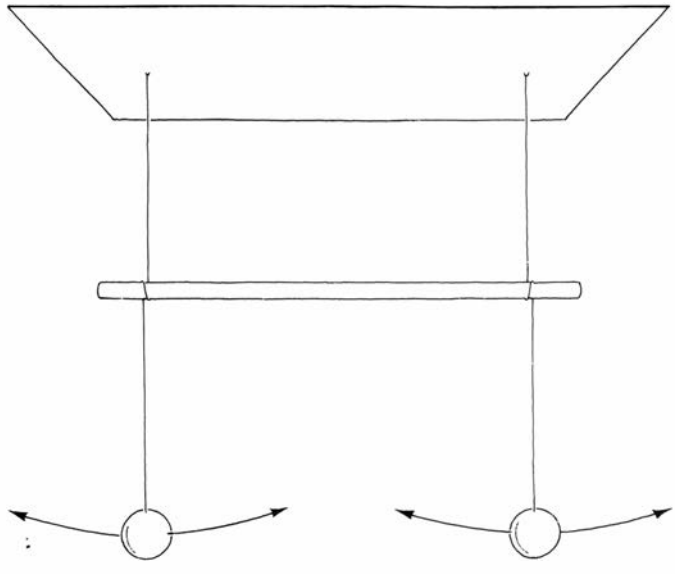
Para explicar el comportamiento de estos sistemas empezaremos por los dos péndulos unidos a través de un muelle. Se trata del sistema más costoso a la hora de ponerlo en marcha; pero también es aquel en que la transferencia de energía resulta más fácil de imaginar. Despreciaremos cosas tales como el rozamiento y la resistencia del aire.

Supongamos que sujetamos el péndulo *A* mientras tiramos del péndulo *B* hacia la derecha, para luego soltar los dos. Cuando *B* comienza a balancearse, a derecha e izquierda, empuja y tira del muelle, y éste, a su vez, empuja y tira de *A*. Cuando *A* inicia su oscilación, en general el muelle se opone al movimiento de *B* y favorece el de *A*. Así, pues, el muelle es responsable de la transferencia de energía de *B* a *A*. Cuando *B* se ha quedado sin energía, la situación se invierte.

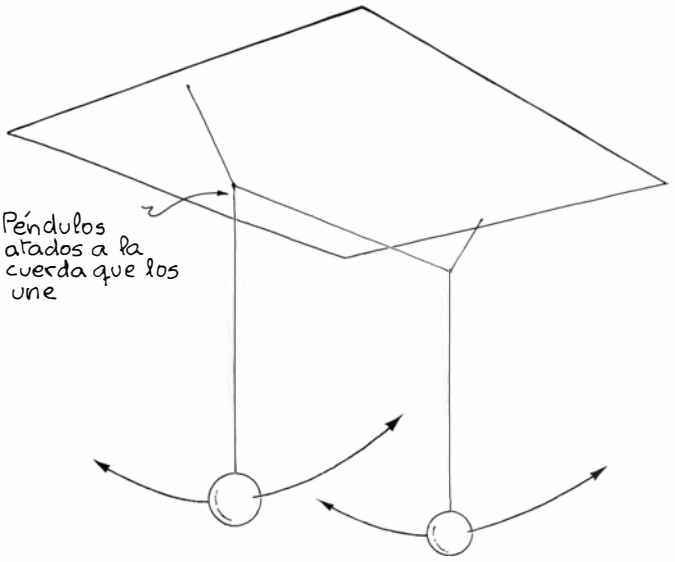
El movimiento de los péndulos po-



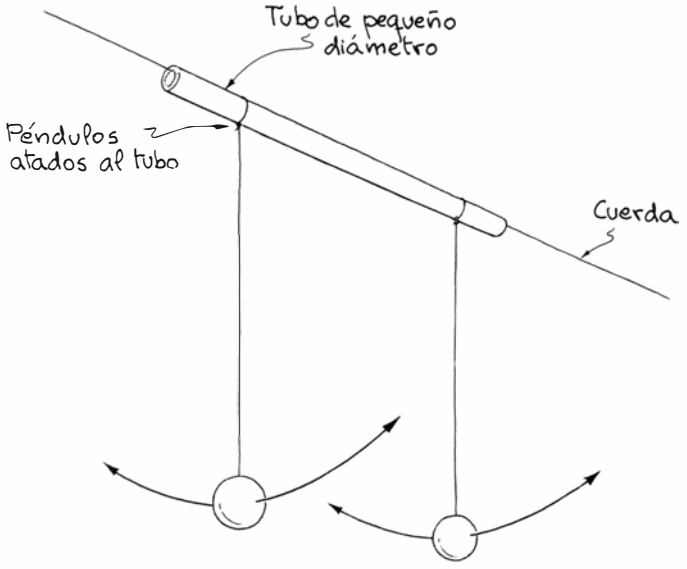
1. Péndulos acoplados por medio de un muelle



2. Acoplamiento por varilla



3. Acoplamiento por muelle



4. Péndulos suspendidos de un tubo

demos examinarlo en función de sus modos normales, que son dos maneras en las que pueden oscilar sin que intercambien energía y la amplitud de cada uno permanece constante. (La separación entre la posición ocupada en cada instante y la posición en reposo se llama elongación; la elongación máxima recibe el nombre de amplitud.)

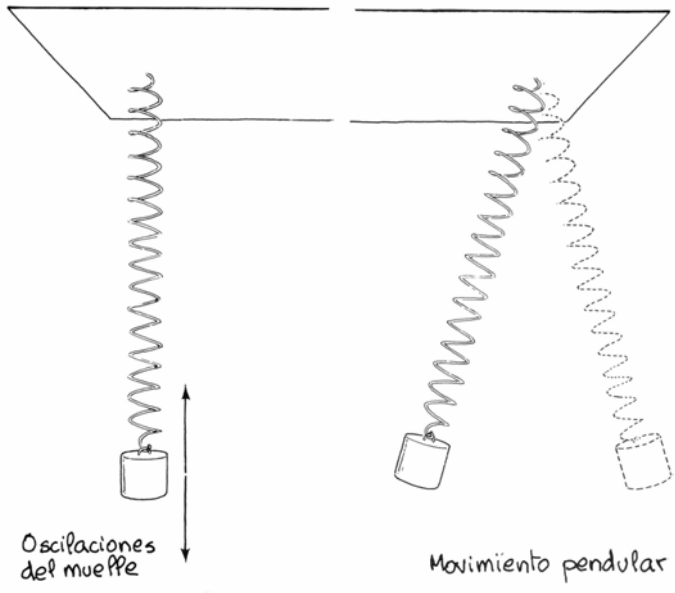
La existencia de los modos normales tiene su origen en la simetría. Suponiendo que los péndulos *A* y *B* los desplacemos la misma distancia a la derecha y luego los soltemos, se pondrán a oscilar sin variar la longitud del muelle. De hecho, oscilarán tal como lo harían sin el muelle. Como éste no transmite energía, el balanceo síncrono es un modo normal.

El otro modo normal puede crearse tirando por igual de ambos péndulos hacia lados opuestos. Si se sueltan simultáneamente, sus movimientos serán imágenes especulares. En este modo normal los péndulos estiran y comprimen el muelle; por tanto, aquí sí influye en el movimiento de éstos. Pero la fuerza que ejerce el muelle sobre *A* es simétrica con la que ejerce sobre *B*; por ejemplo, cuando empuja a *A* hacia la izquierda, a *B* lo empuja hacia la derecha con la misma intensidad. Dado que esta simetría en las fuerzas impide el intercambio de energía entre los péndulos, sus amplitudes permanecen constantes.

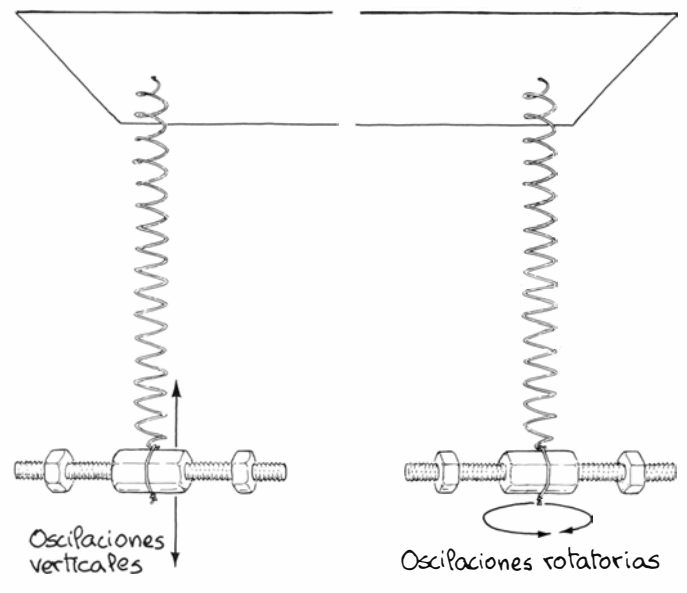
Cuando a un péndulo se le deja oscilar libremente, la frecuencia de su oscilación es proporcional a la raíz cuadrada del cociente de la aceleración de la gravedad entre la longitud del péndulo. En el primer modo normal cada péndulo oscila a esa frecuencia. En el segundo modo normal, la frecuencia de oscilación es mayor a causa de la fuerza impulsora del muelle.

Por ejemplo, cuando los péndulos, tras un balanceo de uno hacia el otro, retornan a la vertical, lo hacen no sólo gracias a la gravedad, sino también merced al empuje del muelle. Cuando se balancean alejándose uno del otro, el muelle tira de ellos. Este proceso de empuje y tirón eleva la frecuencia.

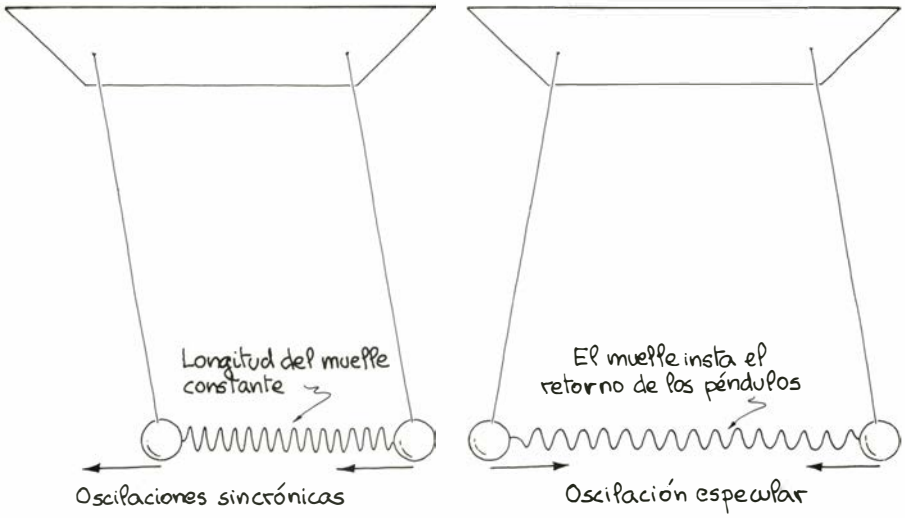
La importancia de los modos normales radica en que todo movimiento del sistema puede expresarse como combinación de ellos. Supongamos que el sistema se activa desplazando y luego soltando sólo el péndulo *B*. A partir de



5. Péndulo de muelle resonante



6. Péndulo de Wilberforce



7. Modos normales de dos péndulos acoplados por un muelle

entonces, el movimiento de cada péndulo será expresable en forma de producto de dos variaciones senoidales. De éstas, una es rápida y su frecuencia es la media de las frecuencias de los modos normales. Siempre que uno de los péndulos esté en movimiento oscilará a esta frecuencia.

La otra variación sinusoidal modifica la amplitud de oscilación. La frecuencia de esta modificación es igual a la diferencia entre la frecuencia de los modos normales, por lo que resulta menor que la de oscilación de los péndulos. En virtud de ello se presenta una variación gradual en la amplitud de oscilación de cada péndulo. Cuando la amplitud de un péndulo llegue a un máximo, ese péndulo poseerá toda la energía del sistema; cuando su amplitud sea nula, estará en reposo. Como las variaciones de amplitud están exactamente en oposición de fase, un péndulo alcanza la amplitud máxima cuando el otro llega al reposo. Para otras maneras de activar el sistema, puede que los péndulos oscilen diferentemente, pero seguirán exhibiendo pulsaciones en las que varíen sus amplitudes.

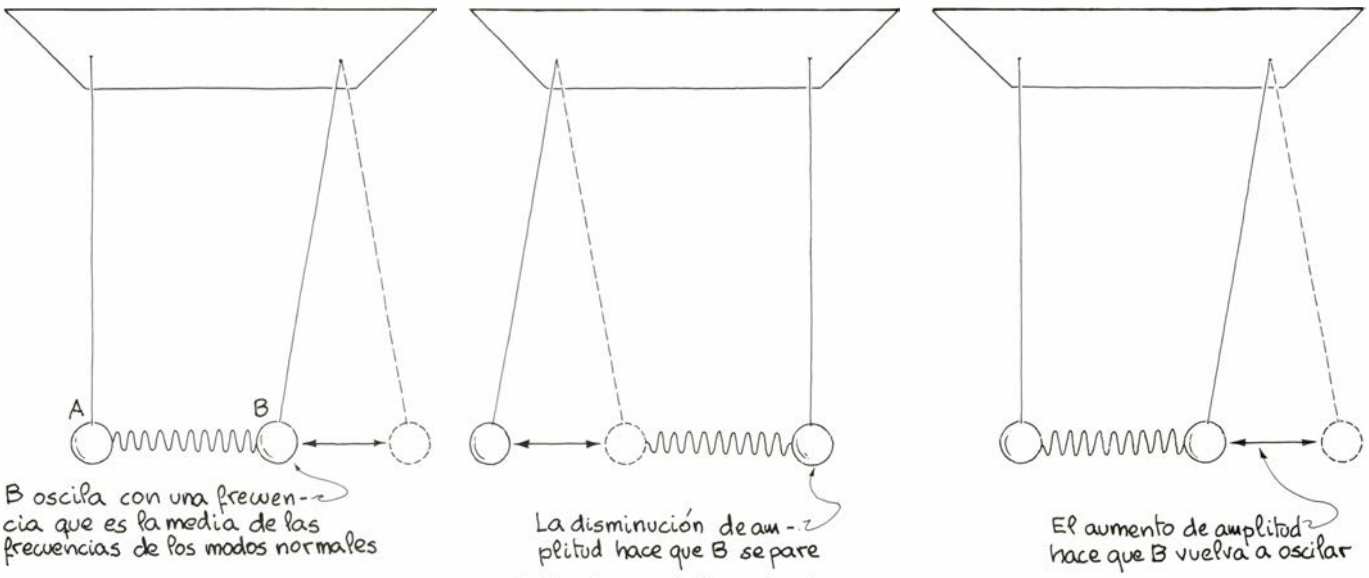
Acaso el lector haya percibido alguna vez pulsaciones audibles si escuchó dos tonos puros cuyas frecuencias difirieran ligeramente. En tal caso, el sonido que oyó no fue el de las dos ondas que en realidad llegaban a sus oídos, sino otro cuya frecuencia era la media de las frecuencias de ambas ondas. Su amplitud, relacionada con la intensidad con la que percibía el sonido, variaría con un ritmo igual a la diferencia entre las dos frecuencias. De aquí que percibiera un sonido que crecía y decrecía a la vez que las ondas se estrellaban una contra la otra.

El sistema de dos péndulos acoplados a través de una varilla lo han estudiado Joseph Priest y James Poth, de la Universidad de Miami en Ohio. Este sistema les llamó la atención durante una representación de *My Fair Lady*, cuando un actor golpeó accidentalmente uno de los telones del decorado. Aquel telón colgaba de un extremo de una barra horizontal; del otro extremo de ésta colgaba otro telón, exactamente igual. La barra estaba suspendida de dos cables.

Cuando el primer telón comenzó a oscilar, paralelamente a la barra (o sea, en el plano vertical que contenía a la barra), su energía se transmitió gradualmente al otro telón. Luego, la energía pasaba periódicamente de un telón al otro, con lo que el público se distrajo no poco de la acción en escena. Priest y Poth estudiaron un sistema similar constituido por dos péndulos colgados de una varilla horizontal, en el que la cuerda de cada uno iba desde el soporte rígido del sistema hasta la varilla, rodeaba ésta una vez e iba a parar a la lenteja.

El movimiento de estos péndulos se acopla mediante la varilla. Cuando se hace que uno de ellos se balancee paralelamente a la varilla, la mueve, y ésta, a su vez, mueve el otro péndulo. Estos péndulos, al igual que los acoplados por muelle, poseen dos modos normales en los que no intercambian energía. Y todo movimiento del sistema que no sea un modo normal es expresable en función de los modos normales. En tales casos el sistema presenta pulsaciones.

Como antes, el origen de los modos normales está en la simetría. En el primer modo normal los péndulos oscilan exactamente en fase. Puesto que, en



8. Fenómeno de las pulsaciones

este modo, la varilla también se balancea, la longitud efectiva del péndulo debe medirse desde la lenteja hasta el soporte rígido del que está suspendida la varilla, ya que en la oscilación toma parte la longitud completa de la cuerda. La frecuencia asociada a este modo es baja porque la longitud efectiva de los péndulos es grande.

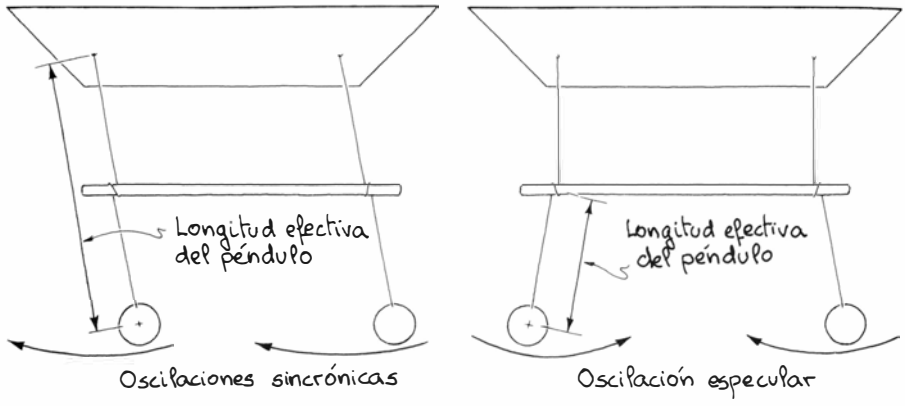
En el segundo modo normal, los péndulos se mueven en sentido contrario y la varilla permanece inmóvil. Ahora, la longitud efectiva del péndulo hay que medirla desde la lenteja hasta la varilla, ya que sólo ese tramo toma parte en la oscilación. Como los péndulos son cortos, la frecuencia de este modo normal será alta.

En el acoplamiento entre los péndulos interviene únicamente el movimiento paralelo a la varilla. En efecto, si un péndulo oscila perpendicularmente a ésta (o sea, perpendicularmente al plano vertical que la contiene), ese movimiento no prospera porque la cuerda se arrolla y desenrrolla en torno a ella sin moverla mucho. Así, si un péndulo oscila tanto paralela como perpendicularmente a la varilla, la oscilación perpendicular se mantendrá y la paralela generará pulsaciones.

Este movimiento lo evidenciaron Priest y Poth con modelos a pequeña escala y, asimismo, con un modelo a escala mayor. Tratábase de dos columpios de recreo colgados de una barra suspendida de un techo. En cada columpio se sentó un alumno. Tras impulsar a uno y comenzar a columpiarse, el sistema se movió igual que los péndulos de los modelos pequeños.

El sistema similar en el que los péndulos cuelgan de una cuerda y oscilan perpendicularmente a la longitud de ésta lo ha estudiado Michael J. Moloney, del Instituto de Tecnología Rose-Hulman en Terre Haute, Indiana. El movimiento de los péndulos se acopla porque cada uno tira de la cuerda de enlace, lo que, a su vez, influye en el movimiento del otro. Además, cada péndulo retuerce la cuerda, efecto que complica el estudio matemático, aunque Moloney reduce su importancia separando los péndulos 10 centímetros como mínimo.

En un modo normal, los péndulos oscilan en fase. La longitud efectiva consiste entonces en la distancia vertical desde la lenteja hasta el soporte rígido, porque en la oscilación participa toda la longitud. En el otro modo normal, los péndulos oscilan exactamente en oposición de fase, con lo que disminuye su longitud efectiva y resulta una frecuencia mayor. El sistema, cuando oscila siguiendo un patrón distinto de un modo normal, presenta pulsaciones.



9. Modos normales en péndulos acoplados por una barra

El péndulo de muelle resonante está emparentado con los sistemas que les he descrito hasta aquí, pero carece de modos normales y su análisis matemático se hace más difícil. Pese a ello, es un sistema fácil de montar y su comportamiento puede estudiarse en términos aproximados.

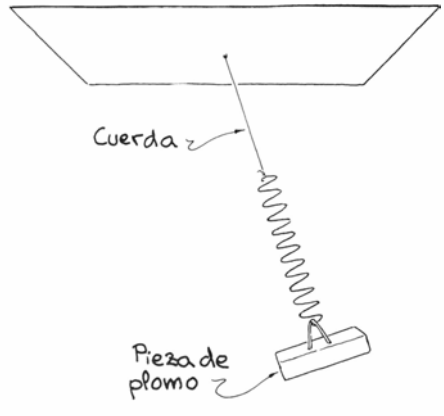
Si tiramos de la masa hacia abajo, alargando el muelle, y luego la soltamos, las oscilaciones verticales del muelle no tardan en ser reemplazadas por un movimiento pendular. Ahora bien, soltado el muelle, la energía del sistema permanece constante; por consiguiente, la energía del movimiento pendular debe proceder de la energía de las oscilaciones del muelle. Cuando finaliza la transferencia, el proceso se invierte, con lo que reaparecen las oscilaciones del muelle y desaparece el movimiento pendular.

Este intercambio de energía es óptimo cuando la masa unida al muelle lo alarga hasta unos 4/3 de su longitud inicial. Con el aumento de longitud se pretende disminuir la frecuencia del péndulo al objeto de establecer una relación entre las frecuencias asociadas a las oscilaciones del muelle puro y las asociadas al movimiento pendular puro. Las oscilaciones del muelle deben doblar en frecuencia al movimiento pendular. La inestabilidad que se genera entonces en el sistema es suficientemente alta para provocar en la masa un movimiento pendular.

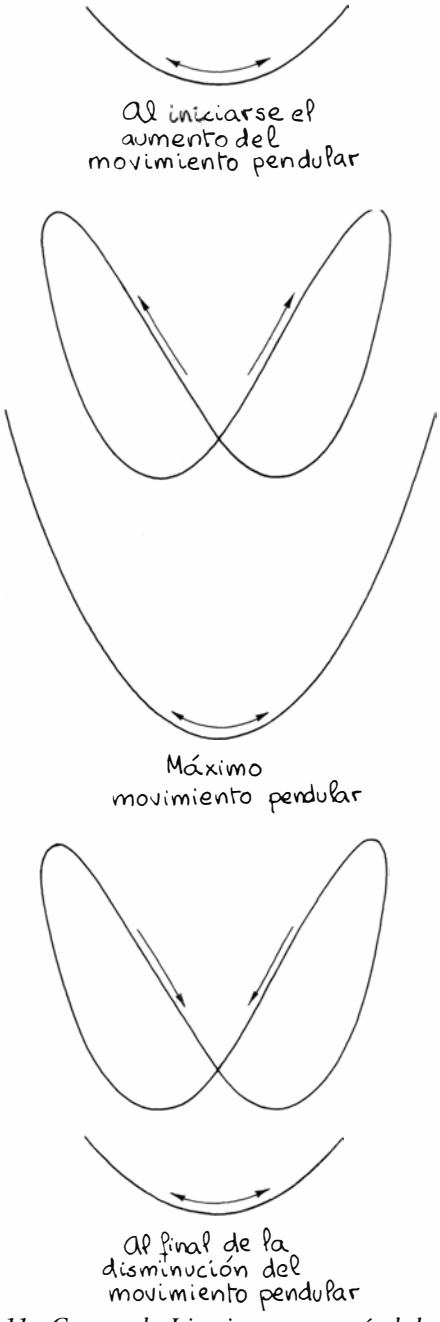
Martin G. Olsson, de la Universidad de Wisconsin en Madison, fue uno de los primeros en abordar el sistema muelle-péndulo. Para aumentar la longitud del muelle en una cantidad correcta, hay que ensayar colgándole diversos pesos. Pero no todos los muelles son aptos para el experimento. J. G. Lipham y V. L. Pollak, de la Universidad de Carolina del Norte en Charlotte, han señalado que, en la práctica, hay que considerar la masa propia del muelle además de la masa que se cuelgue.

Descubrieron que, para crear la relación de frecuencias adecuada, el muelle debe ser duro. Ellos mismos se construyeron un péndulo con un muelle: una pieza perteneciente a un "Aparato de Ley de Hooke". La masa del muelle es de 3,4 gramos y su longitud natural es de cinco centímetros. Una fuerza de unos 0,41 newton lo estira un centímetro.

Para hacerse con un peso para el muelle, Lipham y Pollak fundieron plomo en un vaso de laboratorio de pyrex de 50 mililitros; lo dejaron enfriar; después, lo extrajeron rompiendo el vidrio. Para unir el peso al muelle se sirvieron de un alfiler de costura o de un trozo de alambre que pasaban por un agujero que habían hecho en el plomo. Tras comprobar el peso en el muelle, lo repasaron y ajustaron hasta encontrar la masa óptima que resultó ser de 73 gramos. (Si se rebaja demasiado plomo, se añaden pequeñas pesas de una balanza de laboratorio común para "afinar" el aparato.)



10. Montaje de J. G. Lipham y V. L. Pollak



11. Curvas de Lissajous en un péndulo

Lipham y Pollak idearon además un procedimiento para emplear muelles blandos en el ensayo. (La cuestión es disminuir la frecuencia del movimiento pendular sin alterar la de las oscilaciones del muelle.) Para ello alargaron el péndulo añadiendo una cuerda entre el muelle y el soporte del que colgaba.

Si el muelle pudiera soltarse sin desplazamiento horizontal alguno, oscilaría sólo verticalmente; el movimiento pendular no se generaría. En la práctica, empero, al soltarlo se produce siempre cierto desplazamiento horizontal de la masa suspendida del muelle. Y la consiguiente inestabilidad en las oscilaciones crea el movimiento pendular.

Cuando predominan las ocilaciones del muelle, como ocurre inicialmente, la excitación del movimiento pendular se dice que es un ejemplo de resonancia paramétrica. Con esta expresión quiere indicarse que el movimiento pendular depende de una cantidad (la longitud del péndulo) que está oscilando también. El resultado es una transferencia de energía al movimiento pendular. (La resonancia paramétrica da cuenta, asimismo, de nuestra capacidad de modificar la amplitud del balanceo cuando nos mecemos en un columpio. La elevación periódica de nuestras piernas y torso altera la longitud efectiva del péndulo, en este caso el columpio, con lo que suministramos energía al movimiento pendular.)

Cuando predomina el movimiento pendular, se devuelve energía a las oscilaciones del muelle en virtud de una resonancia más sencilla: el muelle se ve periódicamente estirado a una frecuencia igual a la de su oscilación. O sea, cada vez que la masa se balancea hasta su elongación máxima, durante el movimiento pendular, tira del muelle. Debido a que en cada oscilación del péndulo el muelle es tensado dos veces, la frecuencia del tensado (doble que la del movimiento pendular) iguala a la frecuencia de las oscilaciones del muelle. Las oscilaciones comienzan a crecer, y el movimiento pendular se empobrece en energía hasta que ésta pasa por completo a las oscilaciones del muelle.

Olsson observó que, a veces, la masa del extremo del muelle se movía en una trayectoria bastante estable, mientras el movimiento pendular pujaba y decaía. Algunas veces, esa trayectoria tenía forma de U; otras, de U invertida. Por fin, en otros casos la trayectoria no estaba bien definida.

H. M. Lai, de la Universidad de Hong Kong, acaba de examinar de nuevo el péndulo de muelle, ampliando y corrigiendo el estudio matemático ya existente. Y ha averiguado que las trayectorias estables son curvas de Lissajous (llamadas así en honor de Jules Antoine Lissajous, físico francés del siglo XIX) que dependen de varios parámetros del montaje y, en especial, de las fases relativas de los movimientos pendular y del muelle.

La trayectoria puede variar de varias maneras conforme el movimiento pendular crece y decrece [*véase la figura 11*]. Quizás iniciase en forma de una U que se deforme hasta una figura en corbata de lazo. Cuando el movimiento pendular se acerca a su máximo, la trayectoria retoma la forma de U. Durante la mengua del movimiento, la trayectoria se deforma en corbata de lazo como antes, pero entonces con el movimiento invertido. La trayectoria sufre unas variaciones similares si la masa sigue inicialmente una trayectoria en forma de U invertida.

Del péndulo de Wilberforce apenas se ha tratado desde la publicación original. Se trata de otro caso de sistema que puede oscilar según modos normales y exhibir pulsaciones cuando no es así. En los modos normales intervienen tanto el movimiento vertical del objeto sujeto al muelle como su rotación en torno a un eje vertical.

El acoplamiento entre los movimientos vertical y de rotación se logra mediante el arrollamiento del muelle. Cuando estiramos un muelle, su extremo gira además. En uno de los modos normales de oscilación el extremo del muelle ejecuta un movimiento de rosca en el mismo sentido que la espiral del muelle. En el otro modo normal el movimiento de rosca tiene el sentido opuesto.

Para que el péndulo actúe de la mejor manera la frecuencia de las oscilaciones rotacionales puras debe igualar a la frecuencia de las oscilaciones del muelle puras. Ello se consigue dotando al objeto suspendido del muelle de unos apéndices horizontales que permitan cambiar la frecuencia de las oscilaciones de giro. A tal fin pueden servir dos pernos, con una tuerca cada uno, que se extiendan simétricamente desde el eje vertical del péndulo. Desplazando las tuercas hacia afuera, disminuye la frecuencia de las oscilaciones rotacionales; desplazándolas hacia adentro, aumenta. Ajustándolas convenientemente pueden igualarse las frecuencias de ambas oscilaciones.

El péndulo puede ponerse en uno de sus modos normales tirando de él hacia abajo a la vez que se gira el extremo el ángulo adecuado. Al soltarlo, oscilará verticalmente y se girará con amplitudes invariables, o sea, sin transferencia de energía alguna entre las oscilaciones vertical y rotacional. Si se tira del péndulo sin girar el extremo, al soltarlo pulsarán los dos modos normales. Entonces, el péndulo oscilará unas veces verticalmente, sin rotación, y otras, girará sin oscilaciones verticales.

Construyendo y estudiando sistemas oscilantes que presenten modos normales o resonancia paramétrica pueden aprenderse muchas cosas. ¿Hay más ejemplos de ambos tipos? Dado que el péndulo de Wilberforce parece haber quedado dormido largos años, quizá valiera la pena analizarlo con bastante mayor detalle.

A Third Rearranged and Expressed Gene in a Clone of Cytotoxic T Lymphocytes. H. Saito, D. M. Kranz, Y. Takagaki, A. C. Hayday, H. N. Eisen y S. Tonegawa en *Nature*, vol. 312, n.º 5989, págs. 36-40; noviembre, 1984.

BASE MOLECULAR DE LA COMUNICACION INTERCELULAR

Dynamics of Steroid Hormone Receptor Action. Benita Katzenellenbogen en *Annual Review of Physiology*, vol. 42, págs. 17-35; 1980.

Brain Peptides: What, Where, and Why? Dorothy T. Krieger en *Science*, vol. 222, n.º 4627, págs. 975-985; 2 de diciembre de 1983.

Structure of Mammalian Steroid Receptors: Evolving Concepts and Methodological Development. Merry R. Sherman y John Stevens en *Annual Review of Physiology*, vol. 46, págs. 83-105; 1984.

Drug and Neurotransmitter Receptors in the Brain. Solomon H. Snyder en *Science*, vol. 224, n.º 4644, págs. 22-31; 6 de abril de 1984.

The Nature and Regulation of the Insulin Receptor: Structure and Function. Michael P. Czech en *Annual Review of Physiology*, vol. 47, págs. 357-381; 1985.

BASE MOLECULAR DE LA COMUNICACION INTRACELULAR

Cellular Oncogenes and Retroviruses. J. Michael Bishop en *Annual Review of Biochemistry*, vol. 52, págs. 301-354; 1983.

G Proteins and Dual Control of Adenylate Cyclase. Alfred G. Gilman en *Cell*, vol. 36, n.º 3, págs. 577-579; marzo, 1984.

The Role of Protein Kinase C in Cell Surface Signal Transduction and Tumor Promotion. Yasutomi Nishizuka en *Nature*, vol. 308, n.º 5961, págs. 693-698; 19 de abril de 1984.

Inositol Triphosphate, a Novel Second Messenger in Cellular Signal Transduction. M. J. Berridge y R. F. Irvine en *Nature*, vol. 312, n.º 5992, págs. 315-321; 22 de noviembre de 1984.

BASE MOLECULAR DEL DESARROLLO

Cloning of an *X. laevis* Gene Expressed during Early Embryogenesis Coding for a Peptide Region Homologous to Drosophila Homeotic Genes. Andrés E. Carrasco, William McGinnis, Walter J. Gehring y Eddy M. De Robertis en *Cell*, vol. 37, n.º 2, págs. 409-414; junio, 1984.

A Homologous Protein-coding Sequence in Drosophila Homeotic Genes and Its Conservation in Other Metazoans. William McGinnis, Richard L. Garber, Johannes Wirz, Atsushi Kuroiwa y Walter J. Gehring en *Cell*, vol. 37, n.º 2, págs. 403-408; junio, 1984.

Fly and Frog Homoeo Domains Show Homologies with Yeast Mating Type Regulatory Proteins. John C. W. Shepherd, William Mcginnis, Andrés E. Carrasco, Eddy M. De Robertis y Walter J. Gehring en *Nature*, vol. 310, n.º 5972, págs. 70-71; 5 de julio de 1984.

Isolation of a Homoeo Box-containing Gene from the *engrailed* Region of *drosophila* and the Spatial Distribution of Its Transcripts. Anders Fjose, William J. McGinnis y Walter J. Gehring en *Nature*, vol. 313, n.º 6000, págs. 284-289; 24 de enero de 1985.

BASE MOLECULAR DE LA EVOLUCION

Teoría Neutralista de la Evolución Molecular. Motoo Kimura en *Investigación y Ciencia*, vol. 241, n.º 40, págs. 46-55; enero, 1980.

Birds, Behavior, and anatomical Evolution. Jeff S. Wyles, Joseph G. Kunkel y Allan C. Wilson en *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, vol. 80, n.º 14, págs. 4394-4397; julio, 1983.

Stomach Lysozymes of Ruminants, I: Distribution and Catalytic Properties. Deborah E. Dobson, Ellen M. Prager y Allan C. Wilson en *The Journal of Biological Chemistry*, vol. 259, n.º 18, págs. 11607-11616; 25 de septiembre de 1984.

TALLER Y LABORATORIO

Vibrations and Waves. A. P. French. W. W. Norton & Co., Inc., 1971.

Teaching Physics with Coupled Pendulums. Joseph Priest y James Poth en *The Physics Teacher*, vol. 19, n.º 2, págs. 80-85; febrero, 1982.

On the Recurrence Phenomenon of a Resonant Spring Pendulum. H. M. Lai en *American Journal of Physics*, vol. 52, n.º 3, págs. 219-223; 1984.